

THÈSES

PRÉSENTÉES

**A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jack JOUBERT

*Licencié ès Sciences - Ingénieur E.C.L.
Assistant à la Faculté des Sciences de Lyon*

PREMIERE THESE

**Contribution à la détermination de la trajectoire
d'une particule conductrice
placée dans un champ hydro-dynamique
et dans un champ électrique ionisé**

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 7 juillet 1964 devant la Commission d'Examen

MM. G. MALECOT

Président

Ch. EYRAUD

G. MESNARD

L. COLOBERT

} *Membres du Jury*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

**Contribution à la détermination de la trajectoire
d'une particule conductrice
placée dans un champ hydro-dynamique
et un champ électrique ionisé**

UNIVERSITE DE LYON

FACULTE DES SCIENCES

DOYENS HONORAIRES

MM. LONGCHAMBON, DOUIN, MOUSSA, GAUTHIER Henri

PROFESSEURS HONORAIRES

MM. LOCQUIN, de LARAMBERGUE, SOLLAUD, MENTZER, MOUSSA, JAFFARD,
DOUIN. Henri EYRAUD, DEJARDIN, VIRET

DOYEN

M. BRACONNIER

ASSESEURS

MM. MESNARD, BOIDIN

PROFESSEURS

MM.			
LONGCHAMBON	Minéralogie	PERES	Physiologie
PRETTE	Chimie industrielle	MESNARD	Electronique
COURTY	Chimie-Physique	GRANDMON-	
KUHNER	Botanique	TAGNE	Physique
MALECOT	Mécan. ration. et appliquée	BOUTILLIER	Minéralogie
PARIS	Chimie minérale	LAFOUCRIERE	Physique nucléaire
AUMERAS	Chimie	DREUX	Chimie organique
COLONGE	Chimie organique	TEICHNER	Chimie industrielle
JANIN	Physique générale	PAVANS	
FLANDRIN	Géologie appliquée	de CECCATTY	Zoologie
BERNARD	Physique industrielle	MERLIN	Chimie analytique
DUFAY Jean	Astronomie	DUFAY Maurice	Physique de l'Atmosphère
NIGON	Zoologie expérimentale	FRAISSE	Mathématiques
GAUTHIER Henri	Géologie générale	LUBET	Physiologie
WAUTIER	Zoologie	PHILBERT	Physique nucléaire
CHOPIN	Chimie biologique	COHEN-ADAD	Chimie
CUEILLERON	Chimie	DAVID Louis	Géologie générale
BRACONNIER	Calcul différentiel et intég.	CHANEL	Psychophysologie
EYRAUD Charles	Chimie-Physique appliquée	MAURY	Méth. Math. de la Phys.
SARAZIN	Physique nucléaire	DEPRAZ	Physique nucléaire
BOIDIN	Microbiologie et Mycologie	GAUTHIER Jean	Chimie

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.			
GAUME	Physique	Mlle MAITROT	Physique
FERON	Mathématiques	MM.	
LAFORGUE	Physique	GEVIN	Géologie générale
LEGAY	Zoologie expér. S.P.C.N.	PONASSE	Mathématiques
UZAN	Physique S.P.C.N.	D'INCAN	Physique
CHENEVOY	Géologie appliquée	LEFEBVRE	Mathématiques
GINET	Zoologie	PERNET	Mathématiques
ASCH	Physique	CHERY	Physique
MICHEL Pierre	Minéralogie	BERGEON	Physique C.S.U.
DUCET	Biologie végétale	Mlle GAUTHERON	Chimie biologique

MAITRES DE CONFERENCES

Mme ERICSON	Physique générale	DEMARCO	Géologie générale
MM.		MICHEL Georges	Biochimie
MARTEL	Mécanique	LEBRETON	Biologie végétale
MATHIEU	Mécanique des Fluides	DAVID Jean	Biologie animale
ERBEJA	Physique	TOUSSET	Chimie propédeutique
DESCOTES	Chimie organique	FEUVRAIS	Physique Electricité
PICARD Philippe	Mathématiques	PICARD Claude	Mathématiques
LEMOIGNE	Botanique	SCHMITT	Physique M.P.C.

MAITRE DE CONFERENCES ADJOINT

M. PIERRON Chimie

CONSEILLER ADMINISTRATIF

M. BURNET

SECRETAIRE PRINCIPAL HONORAIRE

M. ROUX

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jack JOUBERT

*Licencié ès Sciences - Ingénieur E.C.L.
Assistant à la Faculté des Sciences de Lyon*

PREMIERE THESE

**Contribution à la détermination de la trajectoire
d'une particule conductrice
placée dans un champ hydro-dynamique
et dans un champ électrique ionisé**

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 7 juillet 1964 devant la Commission d'Examen

MM. G. MALECOT

Ch. EYRAUD

G. MESNARD

L. COLOBERT

Président

Membres du Jury

A Monsieur le Professeur G. MALECOT

en témoignage de profond respect et de vive gratitude.

A Monsieur le Professeur Ch. EYRAUD

en témoignage de respect et de reconnaissance.

A mes Parents

A ma Femme

A mes Enfants

Avant-propos

Le présent travail a été effectué en partie dans les laboratoires du Département de Mécanique de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon et en partie dans les laboratoires de la Division de Microbiologie du Centre de Recherches des Services de Santé des Armées.

Je suis heureux de pouvoir exprimer à Monsieur le Professeur Ch. EYRAUD, Directeur du Département de Mécanique de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, ma très vive gratitude et mon profond respect, tant pour m'avoir permis d'entreprendre cette étude, que pour l'intérêt toujours clairvoyant avec lequel il a suivi le développement de ces travaux.

Je désire témoigner ma reconnaissance à Monsieur le Professeur G. MALECOT, qui m'a chargé d'un cours de Mécanique des Fluides à la Faculté des Sciences de Lyon pendant de nombreuses années et m'a donné d'utiles indications concernant les problèmes de théorie cinétique des gaz. Il a accepté d'examiner ce travail et la présidence du Jury.

Il m'est particulièrement agréable de remercier Monsieur le Professeur L. COLOBERT, Maître de Conférences à la Faculté des Sciences de Grenoble, Chef de la division de Microbiologie du Centre de Recherches des Services de Santé des Armées, tant pour m'avoir accueilli dans son laboratoire, que pour les judicieux conseils qu'il m'a donnés pour interpréter mes résultats.

Ma reconnaissance va également au Dr FONTANGES, Biologiste des Services de Santé des Armées, et à M. GRUAT, Maître de Conférences à l'I.N.S.A. de Lyon, qui m'ont fait bénéficier de leur expérience.

Je remercie Messieurs les Professeurs COLOBERT, EYRAUD, MALECOT, MESNARD, d'avoir accepté de faire partie du Jury.

Les services que m'ont rendu tous mes camarades de laboratoire, en particulier ceux de Mlle BARDOT, Mme LENOIR, MM. HENRY, NALLET, m'ont été précieux.

Introduction

L'action des champs électriques ionisés sur des particules solides, en suspension dans un gaz, est connue depuis fort longtemps [1]. Utilisée dès le début du siècle pour retenir les vésicules ou les poussières [2], la précipitation électro-statique a fait l'objet de nombreuses recherches fondamentales dès 1923 [3]. Cependant il est curieux de noter que les filtres électriques actuels sont construits à partir de résultats purement empiriques.

Peu d'études, concernant la loi de charge des particules dont le rayon est compris entre 1 micron et 0,05 micron, ont été entreprises jusqu'à présent. Les appareillages de recherche mis en œuvre sont, soit trop rudimentaires [4], [5], [6] (appareils de dimensions trop réduites), soit différents des dispositifs utilisés comme électro-filtres industriels [7].

Nous avons utilisé, en la modifiant, la méthode de Rohmann [3]. L'aérosol doit être constitué, autant que faire se peut, de particules mono-dispersées, non agglomérées. L'injection doit être aussi ponctuelle que possible. Le nombre de particules injectées doit rester suffisamment faible pour qu'il n'y ait pas appauvrissement d'ions ou d'électrons dans la zone où se chargent les particules. Nous nous sommes plus spécialement intéressés aux particules sphériques de 500 Å à 5 microns de rayon et aux particules de forme ellipsoïdale ou cylindrique de dimensions extrêmes 1.000 Å - 4.000 Å et 1,6 microns - 3 microns.

Nous commencerons notre exposé par un rappel des connaissances actuelles sur le champ électrique ionisé. Nous donnerons ensuite une étude sur la loi de charge des particules de forme sphérique, cylindrique ou ellipsoïdale. Le troisième chapitre sera consacré à l'étude théorique de la trajectoire des particules. La génération des poussières constituera le quatrième chapitre. Le cinquième chapitre traitera des résultats expérimentaux dans le cas d'aérosols de poussière. Le sixième chapitre sera réservé aux aérosols microbiens.

Etude sommaire du champ cylindrique "mono-ionisé"

1°) EFFET COURONNE.

Soit un fil lisse de rayon r_0 , coaxial à un cylindre métallique de rayon R_0 , relié à la terre, porté à une haute tension continue V_0 positive ou négative. L'expérience montre qu'au voisinage du fil se forme une gaine bleuâtre appelée « zone couronne » qui est différente suivant que le potentiel appliqué au fil est positif ou négatif. [8], [9], [10], [11].

a) Couronne négative.

Trichel [12] a montré que pour des valeurs de la tension appliquée inférieures à la tension de seuil, le courant était constitué par une série de pulsations dont la fréquence croît avec la tension appliquée. Pour une certaine valeur de celle-ci, le nombre de points utiles est suffisamment grand pour que l'on puisse considérer la décharge comme continue et stationnaire. Il se forme alors autour du fil une gaine bleuâtre localisée en certains points du fil. Les électrons, créés par le rayonnement cosmique ($1.000/\text{cm}^3$) au voisinage du fil, sont accélérés par le champ intense. Principalement par collision avec les molécules d'azote, ils donnent des ions positifs et des électrons secondaires, qui par suite du phénomène d'avalanche de Townsend créent un nuage d'ions positifs diminuant l'intensité du champ au voisinage du fil. A une certaine distance de celui-ci, l'énergie des électrons est telle que par choc avec les molécules d'oxygène principalement, ils se fixent sur celles-ci et donnent des ions négatifs O_2^- . Le critère de décharge stationnaire s'écrit :

$$\gamma \left[\exp \int_{r_0}^{r_0 + \delta} \frac{1}{a} dr - 1 \right] = 1$$

ou encore :

$$\int_{r_0}^{r_0 + \delta} \alpha \, dr = \log_e \left(1 + \frac{1}{\lambda}\right)$$

α = 1er coefficient de Townsend

γ = nombre d'électrons libérés à la cathode par un ion positif incident

$r_0 + \delta$: distance à partir de laquelle le coefficient α peut être considéré comme négligeable.

b) Couronne positive.

Le mécanisme de la couronne positive diffère de celui de la couronne négative. On peut mettre en évidence, pour des tensions inférieures à la tension de seuil, des pulsations rapides de courant. Une couronne intermittente bleuâtre, brillante, se forme au voisinage du fil quand on augmente la tension. Cette couronne n'est pas auto-entretenu et doit être amorcée par une source extérieure d'électrons : compteur Geiger par exemple. Pour une certaine valeur de la tension, le courant de décharge augmente rapidement, la couronne devient auto-entretenu et l'on observe autour du fil une gaine continue bleuâtre. Des oscillations de courant réapparaissent ainsi que des étincelles de claquage quand on augmente la tension.

Le mécanisme de la couronne positive est expliqué par l'avalanche des photons utiles créés par photo-ionisation dans le gaz suivant le mécanisme :



Loeb estime que l'effet couronne se produit pour une tension V_0 appliquée au fil de telle façon que :

$$f \beta \left[\exp \int_{r_0}^{r_0 + \delta} \alpha \, dr \right] = 1$$

f : facteur donnant le nombre de photons produits par l'avalanche d'électrons provoquant la photo-ionisation du gaz.

β : probabilité pour qu'un électron soit produit par photo-ionisation.

$r_0 + \delta$: distance à partir de laquelle α est pratiquement négligeable.

Dans la zone extérieure à la couronne, il n'y a principalement que des ions positifs N_2^+ .

2°) ETUDE DU CHAMP.

On dit que le champ est « mono-ionisé » quand il n'existe que des ions de même signe en dehors de la zone couronne (pas d'émission secondaire).

a) Champ au voisinage du fil.

En tenant compte des ions positifs, négatifs et des électrons, Kaptzov [13] a montré qu'en première approximation, le champ au voisinage immédiat du fil est identique au champ électro-statique en l'absence de charges.

Le champ en un point $M(r)$ de la zone couronne a donc pour expression :

$$E(r) = E_0 \frac{r_0}{r}$$

E_0 étant le champ sur la surface du fil que l'on peut considérer comme constant et indépendant de la polarité du fil. Townsend [14] a montré expérimentalement que :

$$E_0 = 103 + 31,8 \sqrt{\frac{1}{r_0}}$$

r_0 exprimé en cm

E_0 : u.e.s.c.g.s.

Peek [15] propose pour l'air à 25°C et une pression $p = 760$ mm de Hg (10^5 pascals)

$$E_0 = 30 b \left\{ 1 + \frac{0,311}{\sqrt{r_0}} \right\} \text{ k V/cm}$$

b : coefficient de rugosité dépendant de la nature du fil.

Si on admet que $\alpha \simeq 0$ pour $E/p = 22 \text{ volt. cm}^{-1} \cdot \text{tor}^{-1}$, ce qui correspond à une énergie limite des électrons de 70 e.v (Voir chapitre V) on en déduit, si $r_0 = 0,1 \text{ cm}$,

$$r = 0,36 \text{ cm}$$

qui est la distance à partir de laquelle on peut considérer qu'il n'y a pratiquement plus d'électrons.

b) Etude du champ en dehors de la zone couronne.

Le régime étant supposé stationnaire, les équations de Maxwell régissant le flux d'ions dans l'espace compris entre la gaine lumineuse et l'électrode périphérique s'écrivent :

$$\operatorname{div} \vec{E} = 4\pi\rho$$

$$\operatorname{Rot} \vec{E} = 0$$

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0$$

ρ : densité de charge spatiale (en ne tenant compte que des ions et non des grains de poussière)

E : intensité du champ électrique $\vec{E}$

$\vec{j}$: densité superficielle de courant par unité de longueur.

L'écoulement étant irrotationnel, le champ $\vec{E}$ dérive d'un potentiel ϕ tel que :

$$\vec{E} = -\operatorname{grad} \phi$$

Le vecteur densité superficielle de courant a pour valeur :

$$\vec{j} = \rho \vec{v} - D \operatorname{grad} \rho$$

$\vec{v}$: vitesse des ions,

D : coefficient de diffusion thermique.

L'équation de continuité s'écrit dans ces conditions :

$$\operatorname{div} \vec{j} = \operatorname{div} \{ \rho K \vec{E} \} - D \cdot \Delta \phi = 0$$

K : mobilité des ions.

ou encore en introduisant le potentiel ϕ :

$$[\Delta \phi]^2 + \operatorname{grad} \phi \cdot \operatorname{grad} \Delta \phi = -\frac{D}{K} \Delta |\Delta \phi|$$

qui est l'équation générale du potentiel des champs ionisés.

Le courant dû à la diffusion thermique des ions étant négligeable, cette formule s'écrit :

$$[\Delta \phi]^2 + \operatorname{grad} \phi \cdot \operatorname{grad} \Delta \phi = 0 \quad (1)$$

L'écoulement étant à symétrie cylindrique :

$$\vec{E} \cdot \operatorname{grad} \left\{ \frac{1}{\operatorname{div} E} \right\} = 1 \quad \operatorname{div} E = \frac{1}{r} \cdot \frac{d(Er)}{dr}$$

l'équation (1) s'écrit :

$$E_r \frac{1}{r} \cdot \frac{d}{dt} \{E_r\} = C^{te}$$

ou en intégrant :

$$E^2 = \lambda + \frac{C^2}{r^2}$$

si J est le courant ionique par unité de longueur du cylindre

$$j = \frac{J}{2\pi r} = K \rho \frac{\sqrt{\lambda r^2 + C^2}}{r} \quad \text{d'où} \quad \lambda = \frac{2J}{K}$$

Le champ peut encore s'écrire sous la forme :

$$E = \sqrt{2 \frac{J}{K} + \frac{C^2}{r^2}} \quad (2)$$

La constante C est déterminée par l'équation :

$$\int_{R_0}^{r_0} E \cdot dr = V_0$$

Une seconde intégration permet de calculer le potentiel $\phi(r)$ en un point M :

$$\phi(r) = F(r) - F(r_0)$$

$$F\{r\} = C \cdot \log_e r + \sqrt{C^2 + \frac{2Jr^2}{K}} - C \cdot \log_e \left[\sqrt{C^2 + \frac{2Jr^2}{K}} + C \right] \quad (2')$$

si $r \gg r_0$; $E \propto \sqrt{\frac{2J}{K}}$. On peut considérer que le champ à une certaine distance du fil est constant, ce qui est vérifié par l'expérience, [16], [17].

CHAPITRE II

I. - Loi de charge des particules conductrices de dimension supérieure au micron

A) CHARGE PRISE PAR UNE PARTICULE SPHERIQUE DE RAYON a PLACÉE DANS UN CHAMP E_0

a) Charge limite.

Soit une sphère de rayon a placée dans un champ électrique constant E_0 (fig. 1). Le potentiel électrique en un point M de coordonnées sphé-

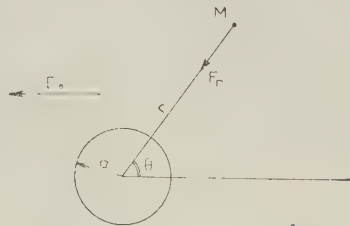


fig. 1

riques (r, θ) , matérialisant un ion de charge $-e$, a pour expression, si Q est la charge de la sphère et si l'on néglige l'image électrique de l'ion :

$$\phi = \frac{E_0 a^3}{r^2} \cdot \cos \theta - E_0 r \cos \theta + \frac{Q}{r}$$

La force radiale à laquelle est soumise l'ion est :

$$F_r = \frac{e Q}{r^2} - E_0 \cdot e \cdot \cos \theta \left\{ 1 + \frac{2 a^3}{r^3} \right\}$$

Pour qu'il soit capté par la sphère, il faut que F_r soit négative. Par conséquent :

$$|Q| < |Q_0|$$

$Q_0 = 3E_0 a^2$, est donc la charge limite prise par la sphère placée dans le champ électrique E_0 . [3], [18].

b) Loi de charge.

Afin d'étudier la loi de charge d'une particule de forme sphérique, calculons le flux d'ions reçu par la sphère.

L'équation différentielle des lignes de force s'écrit :

$$r' \left\{ \frac{a^3}{r^2} - r \right\} \sin \theta - 2 \left\{ \frac{a^3}{r} + r^2 \right\} \cos \theta - \frac{Q}{E_0} = 0$$

ou encore en faisant le changement de variables :

$$u = \left\{ \frac{2a^3}{r} + r^2 \right\} \sin^2 \theta \quad -\frac{1}{2} \frac{u'}{\sin \theta} - \frac{Q}{E_0} = 0$$

dont la solution est :

$$\left\{ \frac{2a^3}{r^3} + 1 \right\} r^2 \sin^2 \theta - 2\alpha \cos \theta = \lambda$$

en posant :

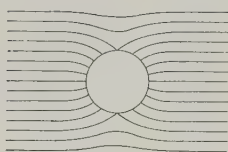
$$\lambda = \frac{C}{E_0} \quad \alpha = \frac{Q}{Q_0}$$

On peut tracer les lignes de force pour différentes valeurs de α . L'allure des lignes de force est différente suivant les valeurs de $|Q|$ par rapport à $|Q_0|$. On doit distinguer les cas :

$$|Q| < |Q_0| \quad |Q| > |Q_0|$$

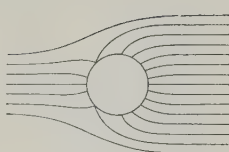
On a représenté sur les figures 2a, b, c l'allure des lignes de force dans les trois cas.

$$|Q| = 0 \quad |Q| < |Q_0| \quad |Q| > |Q_0|$$



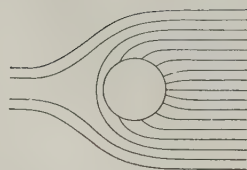
$$|Q| = 0$$

fig. 2 a



$$|Q| < |Q_0|$$

fig. 2 b



$$|Q| > |Q_0|$$

fig. 2 c

Le flux d'ions reçu par la particule si $|Q| < |Q_0|$ a pour expression :

$$e \frac{dn}{dt} = \rho \pi y_1^2 \cdot E$$

ρ : densité ionique quand $r \rightarrow +\infty$

y_1 : ordonnée de l'asymptote, quand θ tend vers π , de la ligne de force particulière séparant les lignes de force rencontrant la sphère de celles ne la rencontrant pas. Cette ligne de force, qui rencontre la sphère en un point où le champ radial est nul est déterminée par les équations :

$$\cos \theta_0 = -\frac{Q}{Q_0} \quad \lambda = 3 \alpha^2 \left\{ 1 + \frac{Q}{Q_0} \right\}^2$$

d'où

$$y_1 = \lim_{\theta \rightarrow \pi} r \cdot \sin \left\{ \theta - \pi \right\} = \sqrt{\lambda - \alpha} = \left(\frac{Q_0 - Q}{3E^2 a^2} \right)$$

La loi de charge est donc définie par l'équation :

$$e \frac{dn}{dt} = K \cdot \pi \rho \cdot 3E_0 \cdot a^2 \left\{ \frac{ne}{3E_0 a^2} - 1 \right\}^2$$

ou en posant :

$$\frac{ne}{3E_0 a^2} = u \quad \frac{du}{[u-1]^2} = K \pi \rho \cdot dt$$

Si l'on suppose la charge spatiale q constante, on obtient la formule classique [18].

$$Q = 3 E_0 \cdot a^2 \cdot \frac{t}{t + \tau} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{1}{K \pi \rho} \quad (3)$$

B) CHARGE ACQUISE PAR UNE PARTICULE DE FORME CYLINDRIQUE DANS UN CHAMP ELECTRIQUE E_0 , PERPENDICULAIRE A SON AXE.

a) Charge limite.

Soit un cylindre de longueur infinie, de section droite circulaire, placé dans un champ électrique $\vec{E}_0$ perpendiculaire à son axe. Etudions les forces s'exerçant sur un ion de charge $-e$ situé au voisinage du cylindre, de coordonnées cylindriques (r, θ) (figure 3). Si l'on néglige

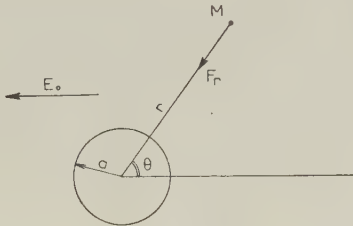


fig. 3

l'image de l'ion par rapport au cylindre. le problème est entièrement déterminé par la connaissance du potentiel complexe $f(z)$:

$$f\{z\} = \varphi + i \psi = - E_0 z + E_0 \frac{a^2}{z} + 2Q \cdot \log_e z$$

$$z = x + i y = r \cdot \exp. (i \theta).$$

Q = charge du cylindre par unité de longueur

a : rayon de la section droite du cylindre

La force radiale s'exerçant sur l'ion est :

$$F_r = -E_0 \cdot e \left\{ \cos \theta + \cos \theta \cdot \frac{a^2}{r^2} \right\} + \frac{2Q}{r}$$

Pour qu'il soit capté par la particule, il faut que :

$$|q| < |q_0|$$

$Q_0 = E_0 a$: Charge limite prise par la particule cylindrique de longueur unité, placée dans un champ électrique E_0 , perpendiculaire à son axe.

b) Loi de charge.

Comme dans le cas précédent, calculons le flux d'ions capté par la particule dans le cas où

$$|Q| < |Q_0|$$

Les lignes de force sont définies par l'équation :

$$\psi = 2 Q \cdot \theta - E_0 \cdot r \cos \theta \cdot \left\{ 1 + \frac{a^2}{r^2} \right\} = C^{te}$$

ou encore en posant :

$$\frac{2Q}{E_0} = \alpha \qquad \frac{C^{te}}{E_0} = -\lambda$$

$$\alpha \theta + r \sin \theta \left\{ 1 + \frac{a^2}{r^2} \right\} = \lambda$$

L'étude de ces familles de courbes est classique en mécanique des fluides. On peut distinguer 2 cas suivant que $|Q|$ est supérieur ou inférieur à $|Q_0|$. Dans le cas où $|Q| < |Q_0|$, la ligne de force particulière séparant les lignes de force rencontrant le cylindre de celles ne le rencontrant pas est déterminée par les équations :

$$\lambda_1 = 2a \sin \theta_1 + \alpha \theta_1 \qquad \cos \theta_1 = - \frac{Q}{Q_0}$$

Le flux d'ions captés a pour valeur :

$$e \frac{dn}{dt} = \rho K E_0 \cdot 2 y_2$$

y_2 ordonnée de l'asymptote de la ligne de force particulière quand θ tend vers π .

$$y_2 = \lim_{\theta \rightarrow \pi} r \sin \left\{ \theta - \pi \right\} = \lambda_1 - \alpha \pi$$

D'où la loi de charge :

$$\begin{aligned} i = e \frac{dn}{dt} &= 2 \cdot \rho K E_0 \left\{ 2a \sin \theta_1 + \alpha \theta_1 - \alpha \pi \right\} \\ &= -4 K \rho \cdot \left\{ ne \operatorname{Arc} \cos \frac{ne}{Q_0} - \sqrt{Q_0^2 - n^2 e^2} \right\} \end{aligned}$$

C) CHARGE LIMITE D'UN ELLIPSOÏDE ALLONGE DE REVOLUTION PLACÉ DANS LE CHAMP E_0 .

Considérons l'ellipsoïde de révolution défini par l'équation :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} - 1 = 0 \quad a > b = c$$

Afin de calculer la charge limite acquise par l'ellipsoïde placé dans le champ électrique $\vec{E}_0$ constant, supposons que $\vec{E}_0$ est parallèle à la direction du grand axe de l'ellipsoïde. On montrera dans ce cas que la charge est maximum. Dans ces conditions, le potentiel en un point M situé à l'extérieur de l'ellipsoïde a pour expression [19] :

$$\phi = E_0 \times \left[1 - \frac{\int_{\xi}^{\infty} \frac{d\lambda}{\{\lambda + a^2\} R_{\lambda}} \right] + \frac{Q}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{d\lambda}{R_{\lambda}}$$

ξ étant la racine positive de l'équation

$$\frac{x^2}{a^2 + \xi} + \frac{y^2}{b^2 + \xi} + \frac{z^2}{c^2 + \xi} - 1 = 0$$

$$R_{\lambda} = \sqrt{\{\lambda + a^2\} \{\lambda + b^2\} \{\lambda + c^2\}}$$

Q = Charge de la particule

$$E_0 \times \left[1 - \frac{\int_{\xi}^{\infty} \frac{d\lambda}{\{\lambda + a^2\} R_{\lambda}} \right] : \text{Potentiel à l'extérieur de l'ellipsoïde}$$

placé dans le champ électrique $\vec{E}_0$
parallèle au grand axe.

$$\frac{Q}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{d\lambda}{R_{\lambda}} \quad : \text{ Potentiel induit par la charge } Q \text{ de l'ellipsoïde.}$$

La charge Q est maximum quand le champ au point $A(a, 0, 0)$ est nul.

La composante du champ $\vec{E}$ sur l'axe des x , a pour expression :

$$E = E_0 x \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} + E_0 \left[1 - \frac{A_1 \{ \xi \}}{A_1 \{ 0 \}} \right]$$

en posant :

$$A_1 \{ x, y, z \} = \frac{a b c}{2} \int_{\xi}^{\infty} \frac{d\lambda}{\{ \lambda + b^2 \} \{ \lambda + a^2 \}^{3/2}}$$

$A_1(0)$ correspondant à $\xi = 0$

En tout point de l'ellipsoïde ($\xi = 0$), $\frac{\delta \xi}{\delta x}$ est défini par l'équation :

$$\frac{2x}{a^2 + \xi} - \left[\frac{x^2}{\{ a^2 + \xi \}^2} + \frac{y^2}{\{ b^2 + \xi \}^2} + \frac{z^2}{\{ c^2 + \xi \}^2} \right] \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0$$

$$\left\{ \frac{\partial \xi}{\partial x} \right\}_{\xi=0} = \frac{2x}{a^2 p^2} \quad p^2 = \left\{ \frac{x^2}{a^4} + \frac{y^2}{b^4} + \frac{z^2}{c^4} \right\}$$

$$\text{Au point } A(a, 0, 0) : \quad \frac{\partial \xi}{\partial x} = 2a$$

On en déduit

$$E \{ a, 0, 0 \} = \frac{- \frac{a b c}{2} \cdot \frac{1}{b^2 a^3} \cdot 2 a E_0 a}{A_1 \{ 0 \}} + \frac{Q}{b^2}$$

$$A_1\{o\} = \frac{b^2}{2a^2\epsilon^3} \left\{ -2\epsilon + \text{Log} \left[\frac{1+\epsilon}{1-\epsilon} \right] \right\}$$

$$\epsilon = \frac{1}{a} \sqrt{a^2 - b^2} \quad : \text{ excentricité}$$

La charge limite a pour expression :

$$Q_{\text{limite}} = \frac{E_0 \cdot b^2}{A_1\{o\}}$$

Dans le cas où $a = b = c$

$$A_1\{o\} = \frac{a^3}{2} \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\{\lambda + a^2\}^{5/2}} = \frac{1}{3}$$

d'où $Q_{\text{limite}} = 3E_0a^2$, on retrouve bien la charge limite d'une sphère conductrice de rayon a placée dans le champ électrique $\vec{E}_0$. La charge calculée est bien maximum car si le champ $\vec{E}_0$ était parallèle au petit axe de l'ellipsoïde, on obtiendrait :

$$Q'_{\text{limite}} = \frac{E_0 a^2}{A_2\{o\}}$$

avec

$$A_2\{o\} = \frac{a b c}{2} \int_0^\infty \frac{d\lambda}{\{\lambda + b^2\} R_\lambda}$$

On vérifie facilement que $\frac{1}{a^2} A_1(O) < \frac{1}{b^2} A_2(O)$

Par suite $Q'_{\text{limite}} < Q_{\text{limite}}$

Par suite de la linéarité de l'équation de Laplace, on généraliserait le résultat dans le cas où la direction du champ est quelconque.

La charge limite peut s'écrire :

$$Q_0 = \frac{2 b^2 E_0}{\frac{1-\epsilon^2}{\epsilon^3} \left\{ \log \frac{1+\epsilon}{1-\epsilon} - 2\epsilon \right\}} = \frac{\{a^2 - b^2\} E_0}{\frac{1}{\epsilon} \text{Arg coth } \epsilon - 1} \quad (4)$$

On peut montrer que le moment du couple exercé par $\vec{E}_0$ sur l'ellipsoïde, est nul quand $\vec{E}_0$ est dirigé suivant l'un des trois axes principaux de l'ellipsoïde. La seule position d'équilibre stable est celle pour laquelle le grand axe est orienté dans la direction du champ.

II. - Loi de charge des particules sub-microniques

Le calcul de la charge d'une particule revient à déterminer le nombre d'ions frappant cette dernière. Dans le cas de particules de dimensions supérieures au micron, les trajectoires des ions étant confondues avec les lignes de force, il suffit de déterminer les lignes de force qui rencontrent la particule. Dans le cas de particules sub-microniques, la charge est due principalement à l'agitation thermique des ions.

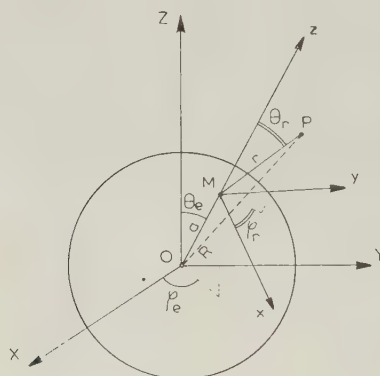


fig. 4

A) EQUATIONS GENERALES.

Soit une particule de rayon a . Un point M de la particule est repéré par ses coordonnées sphériques $(\varnothing_e ; \Theta_e)$, par rapport à un trièdre lié à la particule et passant par son centre (Figure 4). Un point P de l'espace est repéré par ses coordonnées sphériques $(\varnothing_r, \Theta_r, r)$ par rapport à un trièdre lié au point M tel que ox, y soit dans le plan tangent en M à la particule et oz directement perpendiculaire.

Le flux d'ions $\left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{dS_P}$ à travers la surface dS entourant le

point M , issu du volume élémentaire dV entourant le point P , a pour valeur [20], [21], [22] :

$$\left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{dS_P} = N \cdot \int_{c_m}^{\infty} \frac{c}{\lambda} f\{c\} \cdot dc \cdot dV \cdot \frac{dS \cos \theta}{4 \pi r^2} \cdot e^{-\frac{r}{\lambda}}$$

λ : libre parcours moyen des ions par rapport aux molécules.

c : vitesse d'un ion placé en P.

$f(c) dc$: probabilité pour que la vitesse d'un ion placé en P soit comprise entre c et $c + dc$.

N : densité ionique en P.

$$\frac{ds \cdot \cos \theta_r}{4 \pi r^2} : \text{Angle solide sous lequel } dS \text{ est vu du point M.}$$

$$\exp -\frac{r}{\lambda} : \text{Probabilité pour qu'un ion ne rencontre pas de molécule.}$$

c_m : Vitesse minimum d'un ion pour que celui-ci puisse arriver sur la particule.

L'intégration de l'expression précédente étendue à tous les points M de l'espace permet de calculer le flux d'ions $\left(\frac{dn}{dt} \right)_{dS}$ à travers dS

$$\left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{dS} = \frac{dS}{4 \pi} \int_0^{\infty} dr \int_0^{\pi/2} d\theta_r \int_0^{2\pi} d\phi_r \cdot \cos \theta_r \cdot \exp -\frac{r}{\lambda} \int_{c_m}^{\infty} \frac{c}{\lambda} f\{c\} dc$$

$$\text{puisque } dV = r^2 \cdot \sin \theta_r \cdot d\phi_r \cdot d\theta_r \cdot dr$$

Le flux ionique frappant la particule de surface S a donc pour expression :

$$\left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_S = \int_S \left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{dS} dS = 2 \pi a^2 \int_0^{\pi} d\theta_e \sin \theta_e \left\{ \frac{1}{dS} \left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{dS} \right\}$$

$$\text{puisque : } dS = a^2 \sin \theta_e d\theta_e d\phi_e$$

La résolution complète de cette équation est très compliquée. La densité ionique doit satisfaire à l'équation :

$$D \{ \Delta N \} - K \overrightarrow{\text{grad } \phi} \overrightarrow{\text{grad } N} = 0 \quad (5)$$

obtenue en calculant le flux ionique et en exprimant la conservation de la matière.

$$\phi = - E_0 \cdot \cos \theta \cdot R + \frac{q^3}{R^2} \cdot \cos \theta - \frac{ne}{R} \quad : \text{ fonction potentiel d'un ion placé en } M(R, \theta)$$

k : constante de Boltzmann

D : coefficient de diffusion des ions

T : température absolue.

N devant satisfaire aux conditions aux limites :

$$N \rightarrow N_0 \quad R \rightarrow \infty \quad \nabla \Theta$$

$$\text{et } \frac{dn}{dt} = f(N) \quad \text{quand } R \rightarrow a, f(N) \text{ fonction connue de } n$$

B) HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.

1°) Si l'on admet que les ions sont en état d'équilibre thermique et qu'avant ou après collision, la fonction de distribution des vitesses n'est sensiblement pas modifiée par le champ électrique, cette distribution a pour valeur :

$$f\{c\} = 4\pi \left\{ \frac{m}{2\pi kT} \right\}^{1/2} \cdot c^2 \cdot \exp \left\{ - \frac{mc^2}{2kT} \right\}$$

ou en posant $\xi = \frac{1}{2} \cdot \frac{mc^2}{kT}$

$$c f\{c\} \cdot dc = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{2kT}{m} \right\}^{1/2} \cdot \xi \cdot e^{-\xi} d\xi = \bar{v} \cdot e^{-\xi} \cdot d\xi$$

m : masse des ions

$\bar{v}$: vitesse moyenne des ions.

par suite :

$$\int_{c_m}^{\infty} c \cdot f\{c\} \cdot dc = \bar{v} \int_g^{\infty} \xi \cdot e^{-\xi} \cdot d\xi.$$

avec $g = \frac{1}{2} \cdot \frac{mc_m^2}{kT}$

Bien entendu, toutes ces hypothèses ne sont pas valables dans le cas des électrons. L'état d'équilibre ne peut être considéré comme atteint pour ceux-ci.

2°) Si on admet en outre, que chaque ion animé d'une vitesse dirigée vers la particule l'atteint effectivement :

$$\bar{v} \int_g^{\infty} \xi \cdot e^{-\xi} d\xi = \bar{v}$$

dans le cas contraire :

$$\bar{v} \int_g^{\infty} \xi \cdot e^{-\xi} d\xi = \bar{v} \{1+g\} e^{-g}$$

En ne tenant pas compte du champ appliqué, une solution de l'équation s'écrit :

$$N = C^{te} \cdot \exp - \frac{ne^2}{RkT}$$

La constante étant déterminée par la condition $N \rightarrow N_0$ quand $R \rightarrow \infty$.

Cette solution est du même type que celle obtenue en théorie cinétique des gaz. L'énergie des ions étant essentiellement d'origine thermique, seuls les ions situés au voisinage immédiat de la particule seront captés par celle-ci. Dans ces conditions [22] :

$$\left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{dS} = \frac{1}{4} \cdot \bar{v} \cdot N_0 \cdot \exp - \frac{ne^2}{akT} \quad \text{et} \quad \left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_S = \pi a^2 \cdot N_0 \cdot \exp - \frac{ne^2}{a \cdot kT}$$

Arendt et Kallmann [23] ont déterminé la densité ionique au voisinage de la particule quand la charge de celle-ci est peu différente de la charge limite. Le flux d'ions frappant un élément de surface unité a pour valeur :

$$\left\{ \frac{dn}{dt} \right\}_{dS} = K N E - D \text{grad } N$$

en supposant que $\vec{E}$ et $\text{grad } N$ sont normaux à l'élément de surface considéré. Si la charge acquise par la particule est suffisamment grande

pour que l'on puisse considérer que n et $\frac{dn}{dt}$ sont des constantes dans

l'équation précédente, celle-ci s'écrit, si l'on ne tient compte que du champ répulsif :

$$N = C^{te} \cdot \exp - \frac{ne^2}{RkT} + \exp - \frac{ne^2}{RkT} \int \frac{\frac{dn}{dt}}{4\pi y^2 kT} \cdot \exp \frac{ne^2}{y kT} \cdot dy$$

La constante est déterminée par la condition :

$$N \rightarrow N_0 \quad R \rightarrow \infty$$

d'où

$$N = N_0 \cdot \exp - \frac{ne^2}{RkT} + \frac{dn}{dt} \left\{ \frac{1}{4K\pi ne^2} \right\} \cdot \exp - \frac{ne^2}{RkT} - \frac{dn}{dt} \frac{1}{4K\pi ne^2}$$

$$\text{le terme } \frac{dn}{dt} \cdot \frac{1}{4K\pi ne^2} \cdot \exp - \frac{ne^2}{RkT}$$

$$\text{étant négligeable devant } \frac{dn}{dt} \cdot \frac{1}{4K\pi ne^2} ,$$

la densité ionique au voisinage d'une particule de rayon a est :

$$N = N_0 \cdot \exp - \frac{ne^2}{a \cdot kT} - \frac{1}{4K\pi ne} \cdot \frac{dn}{dt} .$$

$\frac{dn}{dt}$

La valeur de $\frac{dn}{dt}$ est déterminée à partir de la théorie cinétique des gaz :

$$\frac{dn}{dt} = N \cdot \bar{v} \cdot \pi a^2$$

D'où l'équation :

$$\frac{dn}{dt} \left\{ 1 + \frac{\bar{v} \cdot a^2}{4Kne} \right\} = N_0 \cdot \bar{v} \cdot \pi a^2 \cdot \exp - \frac{ne^2}{akT} \quad (6)$$

White [24] a établi une équation analogue à partir de la théorie cinétique des gaz. La densité ionique N au voisinage d'un ion d'énergie W a pour valeur :

$$N = C^{te} \cdot \exp - \frac{W}{kT}$$

La constante est déterminée par la condition :

$$N \rightarrow N_0 = \frac{E_0}{4\pi R e} \text{ quand } R \rightarrow \infty$$

Si l'on ne tient compte que de l'énergie potentielle $\frac{ne^2}{R}$ (R distance de l'ion à la particule de charge n) dûe au champ répulsif, on obtient :

$$N = N_0 \cdot \exp - \frac{ne^2}{R k T}$$

Le nombre de chocs ioniques par unité de temps, sur une particule de rayon a, en supposant que tous les ions incidents cèdent leur charge à chaque choc, a pour valeur :

$$\frac{dn}{dt} = N \bar{v}_i \cdot \pi \cdot a^2 \quad (7)$$

$\bar{v}_i$: vitesse moyenne des ions.

Pauthenier fait intervenir l'effet du doublet dû à la polarisation de la particule dans le champ appliqué.

La fonction potentiel en un point d'un parallèle de latitude θ s'écrit :

$$\left\{ \frac{ne}{R} + E_0 \cdot a \cos \theta \right\}$$

Le nombre d'ions qui frappent la particule pendant l'unité de temps est alors :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\bar{v}_i}{4} \int_0^\pi \exp \left[-\frac{1}{kT} \left\{ \frac{ne^2}{a} + E_0 \cdot a \cos \theta \right\} \right] \cdot 2\pi a^2 \sin \theta \cdot d\theta.$$

$$\frac{dn}{dt} = \bar{v}_i \cdot N_0 \cdot \pi a^2 \cdot \exp - \frac{ne^2}{a k T} \cdot \frac{\text{Sh } A}{A} \quad (8)$$

$$\text{en posant : } A = \frac{E_0 \cdot a e}{k T}$$

Détermination de la trajectoire théorique d'une particule

1. — POSITION DU PROBLEME.

Nous supposerons que le nombre et les dimensions des particules par unité de volume restent suffisamment faibles, pour qu'ils soient sans influence sur l'écoulement du fluide.

Nous désignerons par m , ϑ , ρ , la masse, le volume et la masse volumique d'une particule solide P , ρ' et μ la masse volumique et la viscosité dynamique du fluide, p la pression en un point M et $\vec{g}$ le vecteur densité des forces dues à la pesanteur. Les grandeurs caractérisant les particules solides seront affectées de l'indice S , celles caractérisant la particule de l'indice F , soit :

$\vec{V}_s(M)$ la vitesse de la particule solide P placée en M ,

$\vec{V}_f(M)$ la vitesse de la particule fluide placée en M , en l'absence de la particule P .

Une particule solide P placée au point M est soumise aux forces suivantes :

1°) Forces d'inertie :

$$\vec{F}_1 = - m \vec{\Gamma}_s \{M\} = \rho \cdot \vartheta \cdot \vec{\Gamma}_s \{M\}$$

$\vec{\Gamma}_s(M)$ vecteur accélération de la particule solide.

2°) Forces de pesanteur :

$$\vec{F}_2 = m \vec{g}.$$

3°) Forces de pression :

$$\vec{F}_3 = - \vartheta \cdot \vec{\text{grad}} p$$

4°) Forces dûes à la résistance de l'air :

$$\vec{F}_4 = - \rho' \frac{\vartheta \cdot u}{d} \cdot f \left\{ \frac{u \cdot d}{\nu} \right\} \cdot \vec{u}$$

$\vec{u} = \vec{V}_S \{M\} - \vec{V}_F \{M\}$ vitesse relative de la particule solide par rapport à la particule fluide « coïncidant » à l'instant t avec la particule solide.

d : grandeur caractéristique de la particule solide.

5°) Forces électriques :

$$\vec{F}_5 = n(t) \cdot e \cdot \vec{E}(r)$$

$n(t)$: nombre de charges électriques de la particule à l'instant t.

$\vec{E}(r)$: vecteur champ électrique en M.

L'équation du mouvement de la particule P s'écrit :

$$\rho \vec{\Gamma}_S \{M\} - \vec{\rho}g + \vec{\text{grad}} p \{M\} + \rho' \frac{u}{d} \cdot f \left\{ \frac{u \cdot d}{\nu} \right\} \vec{u} - n(t) \cdot \frac{e \cdot \vec{E}}{\vartheta} = 0$$

et celle du mouvement de la particule fluide fictive située en M en l'absence de la particule solide :

$$\rho' \vec{\Gamma}_F \{M\} - \vec{\rho}g + \vec{\text{grad}} p \{M\} = 0$$

c'est-à-dire en éliminant $\vec{\text{grad}} p(M)$ entre ces deux équations [25] :

$$\rho \vec{\Gamma}_S \{M\} - \rho' \vec{\Gamma}_F \{M\} = - \rho' \frac{u \cdot u}{d} \cdot f \left\{ \frac{u \cdot d}{\nu} \right\} + \{ \rho - \rho' \} \vec{g} + n(t) \cdot \frac{e \cdot \vec{E}}{\vartheta}$$

2. — CALCUL DES FORCES DUES A LA RESISTANCE DE L'AIR.

a) Particules sphériques.

La grandeur caractéristique d peut être prise égale au diamètre. Pour des nombre de Reynolds $Re = \frac{\rho V d}{\mu}$ inférieurs à l'unité, on montre expérimentalement et théoriquement que l'on a :

$$\vec{F} = - \rho' \cdot \frac{\partial \cdot u}{d} \cdot f \left\{ \frac{u \cdot d}{\nu} \right\} \cdot \vec{u} = \frac{1}{2} \rho' \cdot u \cdot \vec{u} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \cdot C_x$$

d : diamètre de la sphère

avec : $C_x = \frac{24}{Re}$ coefficient de traînée.

Si les dimensions des particules sont du même ordre de grandeur que le libre parcours moyen des molécules, le milieu ne peut plus être considéré comme continu et la formule de Stokes n'est plus applicable. Les expériences de Knudsen, Millikan, Mattauch et les études théoriques de Cunningham [26] montrent que le terme correctif appelé facteur de glissement peut se mettre sous la forme :

$$f = 1 + \frac{\lambda}{a} \left[A + B \exp \left\{ -C \cdot \frac{a}{\lambda} \right\} \right]$$

A, B, C étant des constantes.

λ : libre parcours des molécules.

Les valeurs des constantes sont figurées dans le tableau 1.

TABLEAU 1

AUTEUR	A	B	C
Knudsen	0,772	0,400	1,63
Millikan	0,864	0,29	1,25
Mattauch	0,898	0,312	2,37

Le libre parcours moyen des molécules est donné par l'expression :

$$\lambda = \frac{\mu}{0,3502 \rho \cdot \bar{v}}$$

$\bar{v}$: vitesse moyenne des molécules.

L'équation de Davies [27], moyenne obtenue sur l'ensemble des résultats expérimentaux précédents (méthode des moindres carrés) s'écrit :

$$f = 1 + \frac{\lambda}{a} \left[0,82 + 0,281 \exp \left\{ -1,57 \frac{a}{\lambda} \right\} \right]$$

Si l'on prend la valeur de λ donnée par Chapman et Enskog :

$$\lambda = \frac{\mu}{0,499 \rho \bar{v}}$$

la formule de Davies devient :

$$f = 1 + \frac{\lambda}{a} \left[1,257 + 0,400 \exp \left\{ -1,10 \frac{a}{\lambda} \right\} \right]$$

dans le cas de l'air :

$$f = 1 + \frac{10^{-4}}{p \cdot a} \left[6,32 + 2,01 \exp \left\{ -2,190 p a \right\} \right]$$

p pression en mm de mercure, liée à λ par relation :

$$p \cdot \lambda = 7,16 \cdot 10^{-3}$$

La vitesse limite acquise par une particule de masse négligeable, de rayon a, de charge e, placée dans le champ électrique $\vec{E}$ a pour expression :

$$v = \frac{e E}{6 \pi \mu a} \cdot f.$$

Le tableau 2 rend compte des variations de la vitesse limite en fonction du rayon de la particule pour $E = 12$ u.e.s ; c.g.s.

TABLEAU 2

Rayon des particules en Angströms	Facteur de glissement	Vitesses radiales en cm/sec.
50	22,5	76,5
100	11,6	19,7
200	6,07	5,15
300	4,24	2,4
400	3,4	1,45
500	2,88	0,98
1 000	1,875	0,318
1 500	1,65	0,187
2 000	1,418	0,125
2 500	1,33	0,0905
3 000	1,276	0,0725
4 000	1,235	0,0525
5 000	1,165	0,0396

b) Cas des particules non sphériques.

Un certain nombre d'expérimentateurs [28] ont déterminé la vitesse de chute limite V_1 d'une particule pesante de forme non sphérique. Dans le cas d'une sphère, on peut écrire :

$$\frac{V}{\ell} = \frac{2}{9} \frac{g}{\mu} \cdot a^2 \cdot \rho.$$

Falck [29] a montré que dans le cas d'un ellipsoïde de révolution allongé, la vitesse limite avait pour valeur, si a et b représentent les demi-axes de l'ellipsoïde :

$$\frac{V}{\ell} = \frac{2 \cdot \rho g}{9 \mu} \sqrt[3]{a} \cdot b \cdot \sqrt[3]{b^2}$$

Le rayon de la sphère équivalente est donc :

$$a^* = \sqrt[3]{\sqrt[3]{a} \cdot b \cdot \sqrt[3]{b^2}}$$

On a représenté dans le tableau 3, le rayon de la sphère équivalente pour différentes valeurs de a et b .

TABLEAU 3

a/b	1,25	1,4	1,67	2,3	3,16	3,54	4,08	5
ε b	0,6	0,7	0,8	0,90	0,95	0,96	0,97	0,98
0,5	0,52	0,53	0,55	0,575	0,607	0,618	0,632	0,665
1	1,03	1,06	1,092	1,15	1,22	1,24	1,266	1,31
1,5	1,57	1,59	1,63	1,72	1,82	1,85	1,89	1,96
2	2,08	2,13	2,18	2,3	2,42	2,47	2,52	2,62

Mc Cubbin [30] en comparant les résultats expérimentaux des différents auteurs, a remarqué que l'on pouvait écrire avec une bonne approximation :

$$\frac{V}{\ell} = \frac{a \cdot b}{80}$$

où la vitesse est exprimée en mm . sec⁻¹ et a et b en microns.

Les particules de forme fusiforme sont considérées comme des cylindres limités par deux cônes.

D. Boido et B. Persoz [31] ont montré expérimentalement que la force d'origine visqueuse s'exerçant sur des corps fusiformes assimilés à des cylindres de longueur l , animés de la vitesse v et de diamètre d , pouvait s'écrire :

$$\{1,22 l + 8,5 d\} \mu \cdot v$$

On a représenté dans le tableau 4 le rayon de la sphère équivalente pour différentes valeurs $l = 2a$ et $d = 2b$

TABLEAU 4

a/b	1,25	1,4	1,67	2,3	3,16	3,54	4,08	5
ε	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,96	0,97	0,98
b								
0,2	0,206	0,216	0,224	0,24	0,262	0,272	0,286	0,31
0,25	0,266	0,27	0,28	0,3	0,328	0,34	0,358	0,388
0,3	0,32	0,326	0,336	0,36	0,394	0,41	0,43	0,465
0,4	0,425	0,435	0,45	0,48	0,525	0,545	0,575	0,62
0,5	0,53	0,54	0,56	0,6	0,655	0,68	0,72	0,755
0,6	0,64	0,65	0,675	0,72	0,79	0,82	0,86	0,93
0,7	0,745	0,76	0,785	0,84	0,92	0,955	1,01	1,09
0,8	0,85	0,87	0,895	0,96	1,05	1,09	1,15	1,24
0,9	0,96	0,98	1,01	1,08	1,18	1,22	1,29	1,4
1	1,07	1,08	1,12	1,2	1,31	1,36	1,44	1,55
1,5	1,6	1,63	1,68	1,8	1,97	2,04	2,16	2,33
2	2,14	2,17	2,24	2,4	2,62	2,72	2,88	3,1

Les travaux de Falck portent sur des spores de champignons d'excentricité maximum 0,6, alors que ceux de Boido et Persoz portent sur des particules allongées de forme cylindrique. Dans le cas où $\varepsilon < 0,7$, on voit que les résultats diffèrent de 4 pour cent dans les cas les plus défavorables.

Dans toutes ces études expérimentales, les auteurs ont déterminé la vitesse de chute dans l'air ou dans un liquide au repos. La résistance à l'écoulement étant la plus faible dans le cas où le grand axe de l'ellipsoïde est parallèle au mouvement de la particule, nous pourrions supposer que ces formules sont applicables pour des particules solides placées dans un champ électrique parallèle à l'écoulement, le champ électrique tendant à faire tourner la particule jusqu'à ce que son grand axe soit parallèle au champ.

3. — HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES.

La masse spécifique du fluide étant très petite par rapport à celle des particules solides, on peut négliger $\rho' \vec{g}$ devant $\vec{g}$ et $\rho' \vec{\Gamma}_F$ devant $\vec{\Gamma}_S$ ($\vec{\Gamma}_S$ est par hypothèse supérieur à $\vec{\Gamma}_F$). L'équation s'écrit

$$\rho \Gamma_S(M) = - \rho' \frac{u \vec{u}}{d} \cdot f \left\{ \frac{u \cdot d}{\nu} \right\} + \vec{g} + n(t) \cdot \frac{e \cdot \vec{E}}{\vartheta}$$

Application.

Considérons le cas de l'écoulement d'un fluide dans un cylindre horizontal.

Désignons par Γ_z et Γ_r , V_z et V_r pour simplifier l'écriture, les composantes de l'accélération et de la vitesse de la particule solide suivant l'axe du cylindre et suivant un rayon vecteur directement perpendiculaire. La vitesse du fluide est supposée parallèle à l'axe du cylindre et égale à $\vec{V}$. Le champ électrique est radial et a pour valeur $\vec{E}(r)$.

Les équations du mouvement s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho \Gamma_z = - \rho' \{V_z - V\}^2 \cdot f \left[\{V_z - V\} \cdot \frac{d}{\nu} \right] \\ \rho \Gamma_r = \frac{g}{\vartheta} + n(t) \cdot \frac{e \cdot E}{\vartheta} - \rho' \frac{V_r^2}{d} \cdot f \left\{ V_r \cdot \frac{d}{\nu} \right\} \end{array} \right.$$

4. — ETUDE THEORIQUE DE LA TRAJECTOIRE.

Les équations du mouvement pour une particule de rayon équivalent a^* s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\rho}{V_z - V} \cdot \frac{dV_z}{dt} = -\frac{g}{2} \cdot \frac{\mu}{a^{*2}} \\ \rho \frac{dV_r}{dt} = \frac{n(t) \cdot e \cdot E}{g} - \frac{g}{2} \cdot \frac{\mu}{a^{*2}} \cdot V_r \end{array} \right.$$

Pour le domaine de particules envisagé, on peut négliger les forces de pesanteur par rapport aux forces d'origine électrique. Pour une particule de rayon 1 micron, $E = 12$ u.e.s. c.g.s. :

$$\frac{neE}{g} = 0,715 \cdot 10^6 \gg \rho g = 1000$$

Si la particule solide occupe à l'instant t_n la position M_n de coordonnées r_n, z_n , avec la vitesse de composantes V_{rn} et V_{zn} et la charge n , les équations précédentes peuvent encore s'écrire, en supposant V constante dans l'intervalle de temps considéré :

$$V_z - V = \{V_{zn} - V\} \cdot \exp - \frac{g}{2} \cdot \frac{\mu}{a^{*2}\rho} \{t - t_n\} \quad (9)$$

$$= \frac{neE}{\rho g} \cdot \frac{2a^{*2}}{9\mu} + \left\{ V_{rn} - \frac{n(t) \cdot eE}{\rho g} \cdot \frac{2a^{*2} \cdot \rho}{9\mu} \right\} \exp - \frac{g}{2} \cdot \frac{\mu}{a^{*2}\rho} \{t - t_n\} \cdot 10$$

Si les particules sont injectées avec la vitesse $\vec{V}_0$ peu différente de $\vec{V}$, le temps au bout duquel la vitesse de la particule solide diffère de 1/100 de celle du fluide, en supposant $\vec{V}_0 = 1,5 \vec{V}$, est défini par :

$$2 \cdot 10^{-2} = \exp \left\{ -\frac{g}{2} \cdot \frac{\mu}{a^{*2}\rho} \cdot t \right\}$$

si $a = 1$ micron, $t = 0,5 \cdot 10^{-4}$ sec.

On peut donc considérer que la vitesse longitudinale de la particule est égale à celle du fluide. Par contre si le temps entre chaque choc

est inférieur ou du même ordre de grandeur que $\frac{2a^{*2}\rho}{9\mu}$, on ne peut

plus admettre que la vitesse radiale due au champ électrique est acquise de façon instantanée après le choc.

Par hypothèse, le rayon R_0 du cylindre précipitateur est égal à 10 cm et le champ électrique est défini par l'équation :

$$E(r) = \sqrt{\frac{2J}{K} + \frac{C^2}{r^2}}$$

avec

$$J = 12,6 \mu\text{A/cm (valeur expérimentale)}$$

$$C = 15,2$$

a) Particules de forme sphérique.

La répartition ionique au voisinage du grain ne peut être établie par la thermodynamique statistique que dans les conditions d'équilibre. La période de charge ne répondant pas à cette condition, nous avons utilisé, faute de mieux, (dans le cas où l'on doit tenir compte des deux mécanismes de charge), la loi définie par l'équation :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn_1}{dt} + \frac{dn_2}{dt}$$

$$\frac{dn_1}{dt} : \text{caractérise la collection d'ions}$$

$$\frac{dn_2}{dt} : \text{rend compte de la diffusion.}$$

Les calculs ont été effectués sur machine numérique IBM 1620. On calcule le temps au bout duquel

$$\frac{dn_1}{dt} + \frac{dn_2}{dt} = 1$$

et les valeurs respectives de $\frac{dn_1}{dt}$ et $\frac{dn_2}{dt}$ qui caractérisent les pourcentages de charges prises par bombardement ionique et par diffusion thermique.

La trajectoire des particules est complètement déterminée quand on connaît le profil des vitesses dans le tube précipitateur.

La vitesse V_0 dans l'axe du précipitateur est prise égale à 0,9 m/sec, le nombre de Reynolds de l'écoulement a pour valeur $Re = 12.700$, le profil des vitesses est défini par [32] :

$$\frac{V}{V_T} = 5,5 + 5,75 \log_{10} \left\{ \frac{R_0 - r}{\nu} \right\} \cdot V_T.$$

R_0 : rayon du tube précipitateur

V_s : vitesse de frottement

ν : coefficient de viscosité cinématique

V_c , V_T sont reliés à la vitesse moyenne V_m de l'écoulement par la relation :

$$4,07 V_T = V_c - V_m$$

En prenant pour coefficient de perte de charge par unité de longueur, la valeur $\lambda = 0,003$, on en déduit :

$$V_T = \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \cdot V_m = 4,4 \text{ cm/sec}$$

On calcule la distance parcourue entre deux chocs à l'aide des équations (9) et (10).

On a représenté sur les figures (5), (6), (7), (8), (9), (10) et sur les tableaux (6) et (7) les résultats de l'analyse théorique.

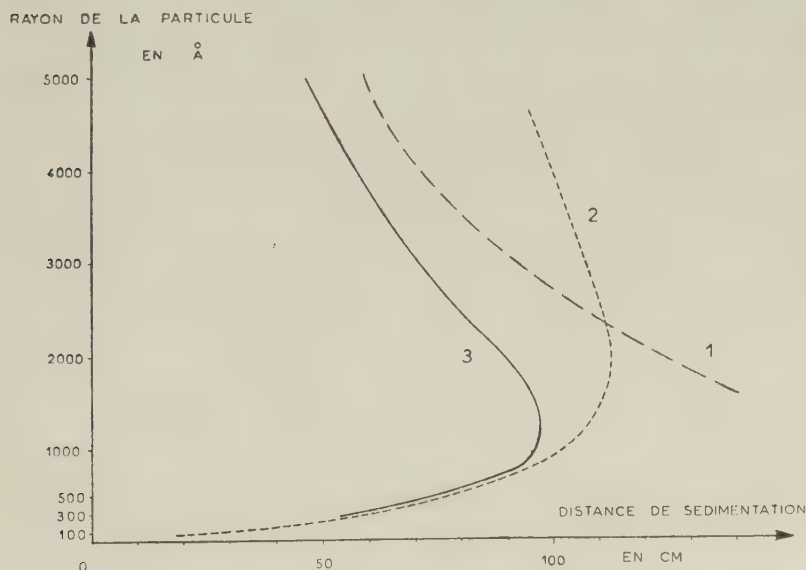


fig. 5

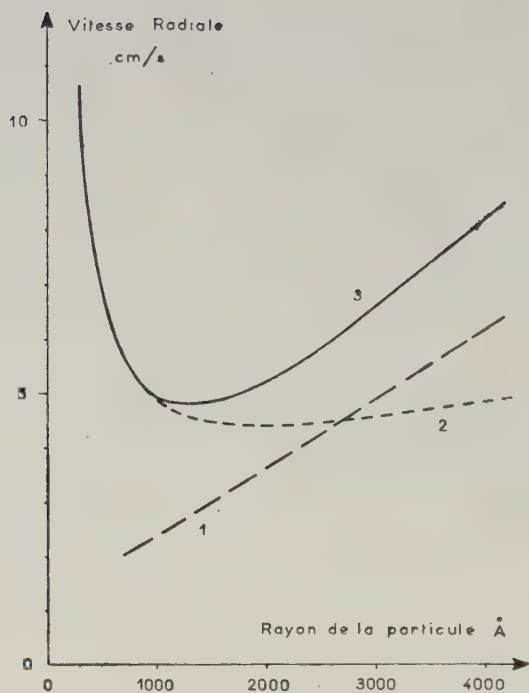


fig. 6

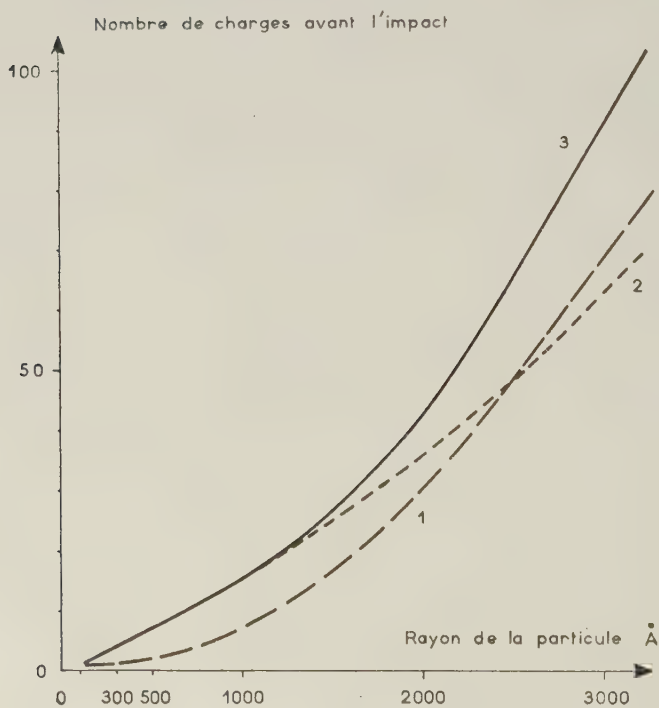


fig. 7

Les figures (5), (6), (7) représentent la distance de sédimentation, la vitesse radiale et le nombre de charges acquises juste avant l'impact, en fonction du rayon de la particule, en tenant compte soit de l'équation de Pauthenier (3) : courbe 1, soit de l'équation de White (7) : courbe 2, soit d'une combinaison linéaire des deux équations précédentes : courbe 3. La distance d'injection des particules au fil r_i est égale à 3,6 cm.

Les figures (8), (9), (10) rendent compte de la variation de la distance de sédimentation, de la vitesse radiale et du nombre de charges acquises avant l'impact, en fonction du rayon des particules, et pour différentes valeurs de la distance d'injection.

Sur le tableau de calcul (5) sont portés les temps nécessaires pour que la particule acquiert une charge donnée ainsi que la distance parcourue par la particule suivant l'axe z du cylindre et r le rayon vecteur passant par le fil et le centre de la buse d'injection. Le tableau de calcul (6) rend compte des proportions de charges acquises pour différentes valeurs du rayon et différentes valeurs de la distance d'injection.

La vitesse de l'air, dans tous les cas, est égale à 0,90 m. sec.⁻¹ dans l'axe de la conduite.

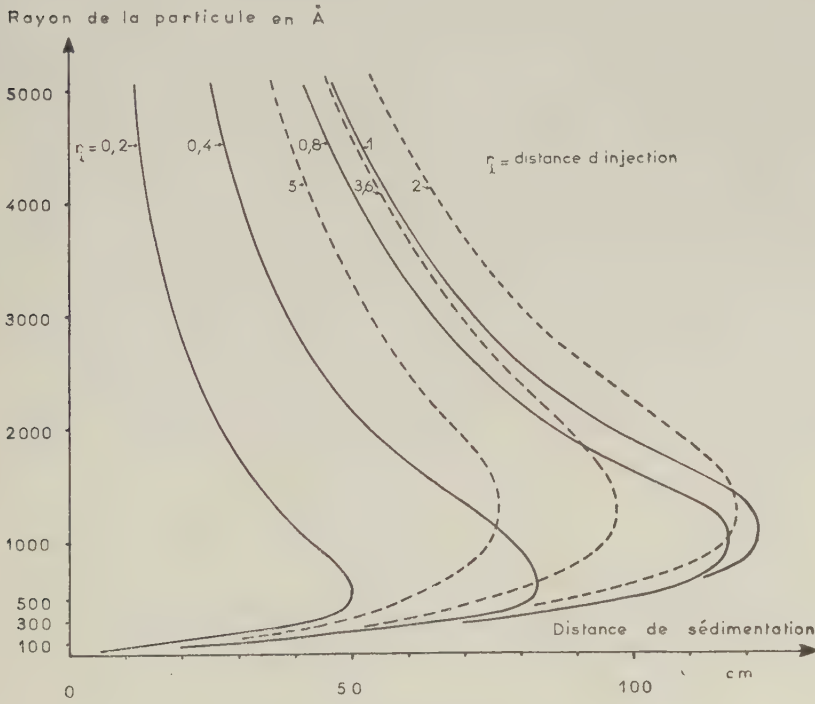


fig. 8

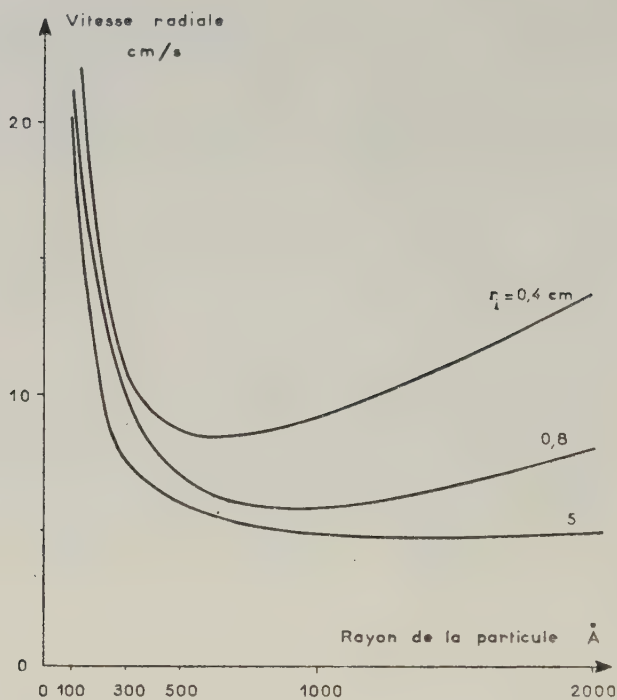


fig. 9

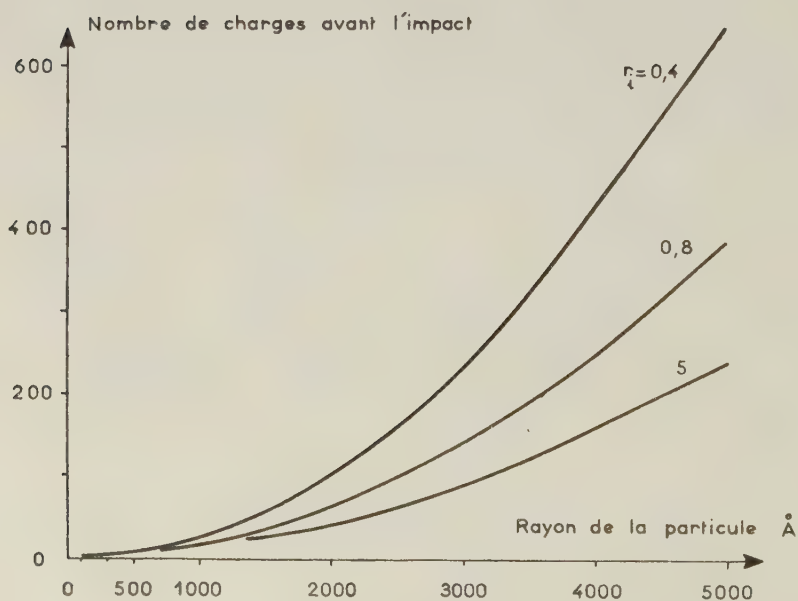


fig. 10

TABLEAU 5

La loi de charge est définie par: $\frac{dn}{dt} = \frac{dn_1}{dt} + \frac{dn_2}{dt}$

$\frac{dn_1}{dt}$ est définie à partir de l'équation (3) $\frac{dn_2}{dt}$ est définie à partir de l'équation (8)

$r_1 = 1 \text{ cm}$

a Å	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)
500	6	$1,05 \cdot 10^{-2}$	1,075	0,9	7	0,567	4,778	46,87	7	1,316	10	98,21
1000	15	$4,09 \cdot 10^{-2}$	1,025	0,35	16	$9,14 \cdot 10^{-3}$	1,063	0,78	16	1,654	10	122,5
2000	52	$3,2 \cdot 10^{-3}$	1,026	0,27	55	$8,7 \cdot 10^{-3}$	1,082	0,74	55	1,275	10	94,49
3000	116	$3 \cdot 10^{-3}$	1,033	0,25	122	$1,6 \cdot 10^{-2}$	1,213	1,39	122	0,957	10	70,92
5000	319	$2,2 \cdot 10^{-3}$	1,037	0,19	336	$7,4 \cdot 10^{-3}$	1,142	0,63	336	0,634	10	47,01

$r_1 = 3,6 \text{ cm}$

a Å	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)
500	6	0,1422	4,297	11,54	7	0,8087	8,301	61,63	7	1,054	10	75,45
1000	14	0,111	4,062	9,027	15	0,4284	5,534	34,26	15	1,346	10	95,62
2000	40	$2,52 \cdot 10^{-2}$	3,71	2,058	42	$7,97 \cdot 10^{-2}$	3,992	6,49	42	1,243	10	87,97
3000	85	$2,42 \cdot 10^{-2}$	3,736	1,974	89	$6,7 \cdot 10^{-2}$	4,02	5,455	89	0,977	10	69,17
5000	231	$2,22 \cdot 10^{-2}$	3,786	1,814	243	0,1071	4,63	8,666	243	0,6553	10	46,42

$$r_1 = 5 \text{ cm}$$

a Å	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)
500	5	$3,6 \cdot 10^{-2}$	5,13	2,88	6	0,205	5,976	15,95	6	0,88	10	60,34
1 000	14	0,1788	5,729	13,99	15	0,5928	7,616	44,82	15	1,084	10	74,32
2 000	39	$3,2 \cdot 10^{-2}$	5,13	2,517	41	$8,4 \cdot 10^{-2}$	5,389	6,636	41	1,003	10	68,39
3 000	84	$3,85 \cdot 10^{-2}$	5,21	3,04	88	0,153	5,944	11,93	88	0,781	10	53,27
5 000	227	$3,4 \cdot 10^{-2}$	5,274	2,679	239	0,158	6,461	12,24	239	0,527	10	35,99

La loi de charge est définie par :
$$\frac{dn}{dt} = \frac{dn_1}{dt} + \frac{dn_2}{dt}$$

$$\frac{dn_1}{dt}$$

est définie à partir de l'équation (3)

$$\frac{dn_2}{dt}$$

est définie à partir de l'équation (6)

$$r_1 = 3,6 \text{ cm}$$

a Å	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)	n	t (sec)	r (cm)	z (cm)
500	6	0,157	4,327	12,74	7	0,6414	7,247	50,02	7	1,038	10	74,48
1 000	15	0,4126	5,376	33,1	16	0,911	7,811	70,27	16	1,334	10	95,27
2 000	37	0,485	5,672	38,72	39	1,241	9,156	92,33	39	1,419	10	100,9
3 000	67	$2,9 \cdot 10^{-2}$	3,728	23,87	71	0,4587	5,975	36,44	71	1,231	10	87,22
5 000	183	$2,7 \cdot 10^{-2}$	3,775	2,194	193	0,15	4,747	12,13	193	0,826	10	58,48

TABLEAU 6

Rayon de la particule	n/n_s : rapport du nombre de charges acquises par bombardement ionique au nombre de charge limite pour :			
a Å	$r_i = 1$ cm à partir des équations (3) et (8)	$r_i = 3,6$ cm à partir des équations (3) et (6)	$r_i = 3,6$ cm à partir des équations (3) et (8)	$r_i = 5$ cm à partir des équations (3) et (8)
500	0,5176	0,415	2,2857	0,4219
1 000	0,6748	0,6197	0 3273	0,6101
2 000	0,8147	0,7811	0,6436	0,794
3 000	0 7985	0 7954	0,9258	0,8007
5 000	0,7731	0,7854	0,994	0,7959

On déduit de ces résultats :

- 1°) Il existe une distance maximum de précipitation correspondant à une distance d'injection de 2 cm.
- 2°) Pour des particules inférieures à 1.000 Å, on peut considérer que la charge est acquise uniquement par diffusion thermique.
- 3°) Pour une certaine valeur du rayon de la particule (≈ 1.000 Å) la vitesse radiale est minimum. D'où une grande difficulté de précipiter des particules de telles dimensions.

b) Particules ellipsoïdales et cylindriques.

Les dimensions des particules étant supérieures à 0,2 micron, on peut considérer en première approximation que l'effet de bombardement ionique est prépondérant et que la charge est atteinte de façon instantanée.

On a représenté sur les figures (11), (12), (13), pour des particules de forme ellipsoïdale, de révolution et allongée, caractérisées par leurs demi-axes a et b ($a > b$) la distance de sédimentation, la vitesse radiale et le nombre de charges acquises juste avant l'impact en fonction de b et pour différentes valeurs de a . La distance d'injection égale à 3,6 cm, la vitesse moyenne de l'air est égale à 2 m/sec

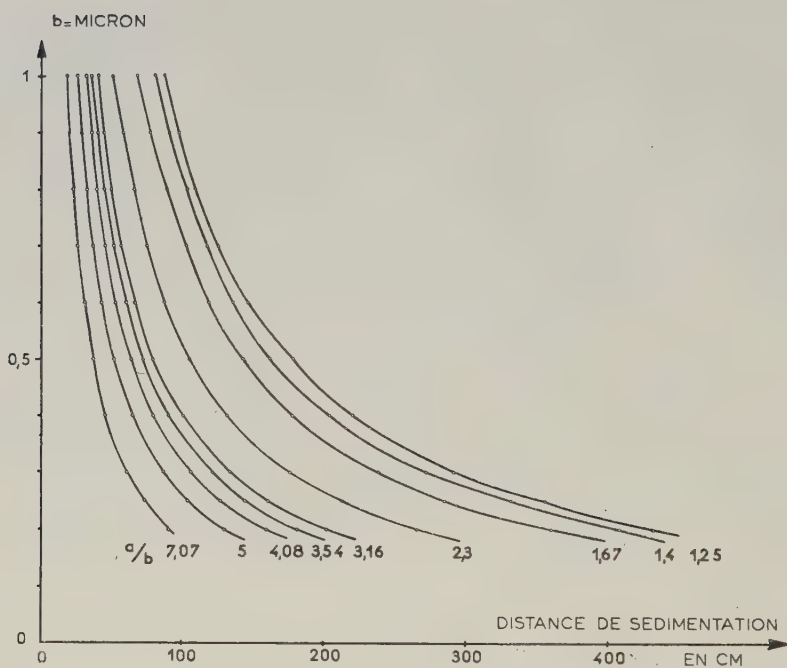


fig. 11

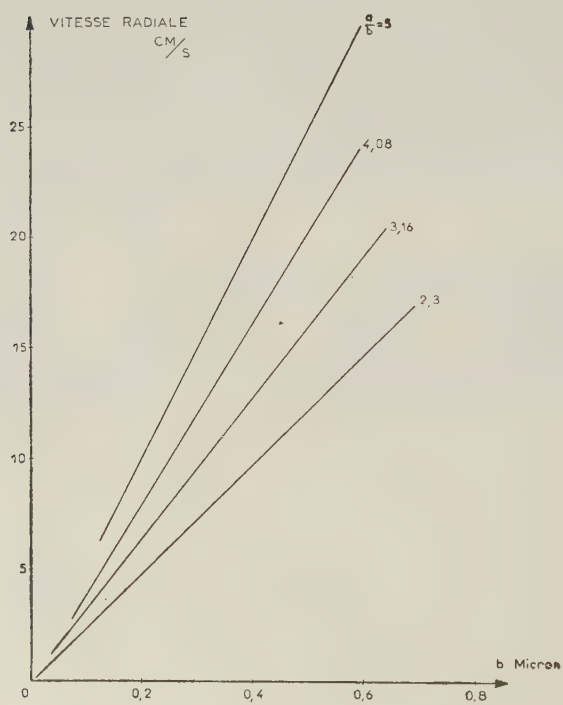


fig. 12

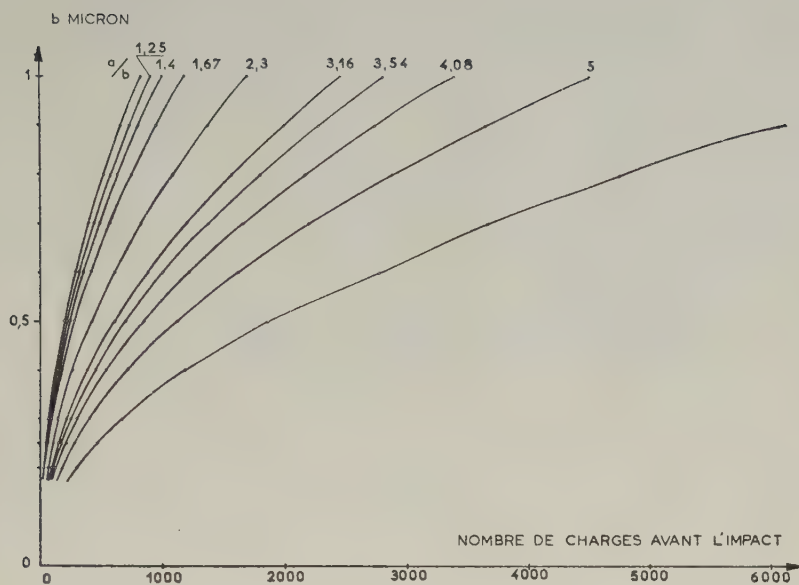


fig. 13

Production des poussières

Afin d'étudier les trajectoires des particules de forme donnée, dans les champs électriques et hydro-dynamiques, il est nécessaire de produire un aérosol de particules homogènes et non agglomérées. Il est très difficile sinon impossible de dissocier par un procédé mécanique, acoustique ou électrique les agrégats obtenus par pulvérisation d'une poudre constituée de particules de dimensions inférieures à quelques microns. L'obtention de fines particules inférieures au micron a reçu ces dernières années une application très importante dans le domaine des catalyseurs et supports de catalyseurs. Les techniques mises au point par Cuer [33] et Long [34], qui consistent à décomposer un chlorure métallique dans la flamme d'un chalumeau, permettent d'obtenir des particules de forme généralement sphérique. En faisant varier les caractéristiques de la flamme et la concentration des réactifs gazeux, le rayon peut varier de 100 Å à quelques microns. Cependant, par suite des températures très élevées de la flamme du chalumeau, il ne nous a pas été possible de retenir cette méthode.

Nous distinguerons principalement quatre types de fabrication de particules à température ordinaire :

- 1°) Condensation de vapeur sursaturée sur des noyaux de condensation.
- 2°) Réaction chimique à froid de réactifs gazeux : action de la vapeur d'eau sur du tétrachlorure de silicium ou de titane.
- 3°) Micronisation de liquides.
- 4°) Pulvérisation d'une suspension contenant des particules de dimension donnée.

1°) Condensation de vapeur sursaturée sur des noyaux de condensation. [35], [36], [37], [38].

La substance à partir de laquelle est constitué l'aérosol est placée dans un évaporateur composé d'un ballon pyrex de deux litres, porté à

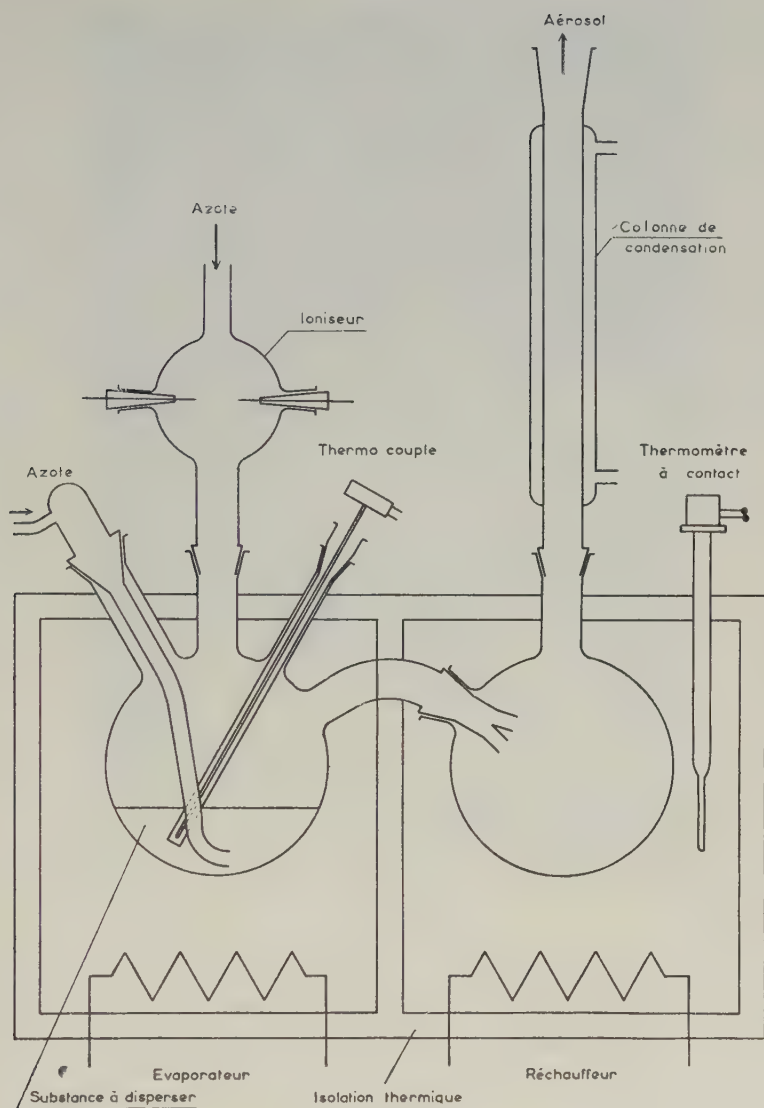


fig. 14

une température variant entre 200° et 300° suivant la température d'ébullition du corps utilisé et les dimensions des particules à obtenir (figures 14 et 15). Les noyaux de condensation sont produits par un ioniseur constitué par un ballon pyrex à l'intérieur duquel sont placées deux électrodes de tungstène distantes de 1 cm et soumises à une différence de potentiel de 4 000 volts. Un courant d'azote, passant à travers le liquide entraîne, par bullage, une partie de celui-ci sous forme

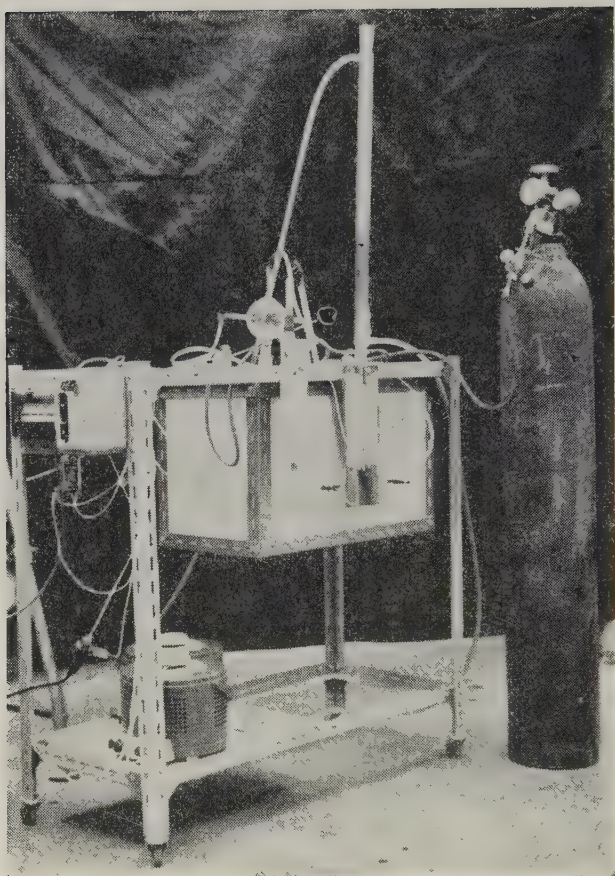


fig. 15

de vapeur. En même temps, de l'azote traverse l'ioniseur relié à l'évaporateur. Le mélange d'ions et de vapeur à condenser passe, à travers deux trous de diamètre $\varnothing = 2$ mm pour augmenter la turbulence, dans un réchauffeur constitué par un ballon pyrex de deux litres. Celui-ci est porté à une température supérieure à celle de l'évaporateur afin d'éliminer toute phase condensée éventuelle. Le mélange est ensuite entraîné dans une colonne de refroidissement. La vapeur sursaturée se condense ainsi sur la colonne et les ions.

Les dimensions des particules obtenues sont caractérisées par le rapport de la masse de vapeur condensable au nombre d'ions. Si les différents facteurs déterminant la formation des particules sont connus avec précision, on peut obtenir des aérosols très homogènes. Pour cela :

- 1°) La température de l'évaporateur est maintenue constante à $1/2$ degré près à l'aide d'un pyrectron ($0^\circ - 250^\circ$).

2°) Les débits d'azote à travers l'évaporateur et l'ioniseur sont constants.

3°) Le débit d'ions est constant.

Afin d'obtenir à quelques minutes d'intervalle des particules de dimensions différentes, nous avons constaté que le moyen le plus simple et le plus efficace était de faire varier la concentration de vapeur par introduction dans l'évaporateur d'une certaine quantité de poudre finement divisée de la substance à condenser. Il est probable qu'il en résulte une augmentation de la vitesse de sublimation par augmentation de l'aire de la surface solide-gaz.

Nous n'avons observé aucune différence de dimension des particules, contrairement à Movilliat [37], en faisant varier le débit d'azote dans l'ioniseur. Les particules obtenues sont les mêmes, que l'air soit ou non filtré et sec. Cependant quand l'ioniseur est mis hors circuit, l'aérosol obtenu est beaucoup moins homogène. Nous avons utilisé des substances à faible pression de vapeur: acide stéarique, résine. La température de l'évaporateur a été fixée à 230° et celle du réchauffeur à 300° .

L'aérosol est échantillonné par précipitation électro-statique sur lame de verre palladiée (évaporation sous vide et cuisson à 600° pendant une heure). L'échantillon est observé au microscope optique.

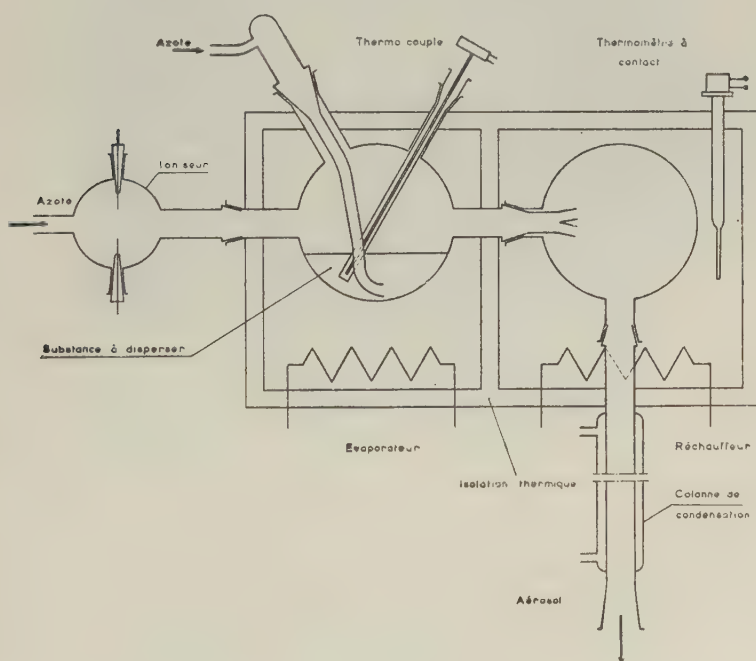


fig. 16

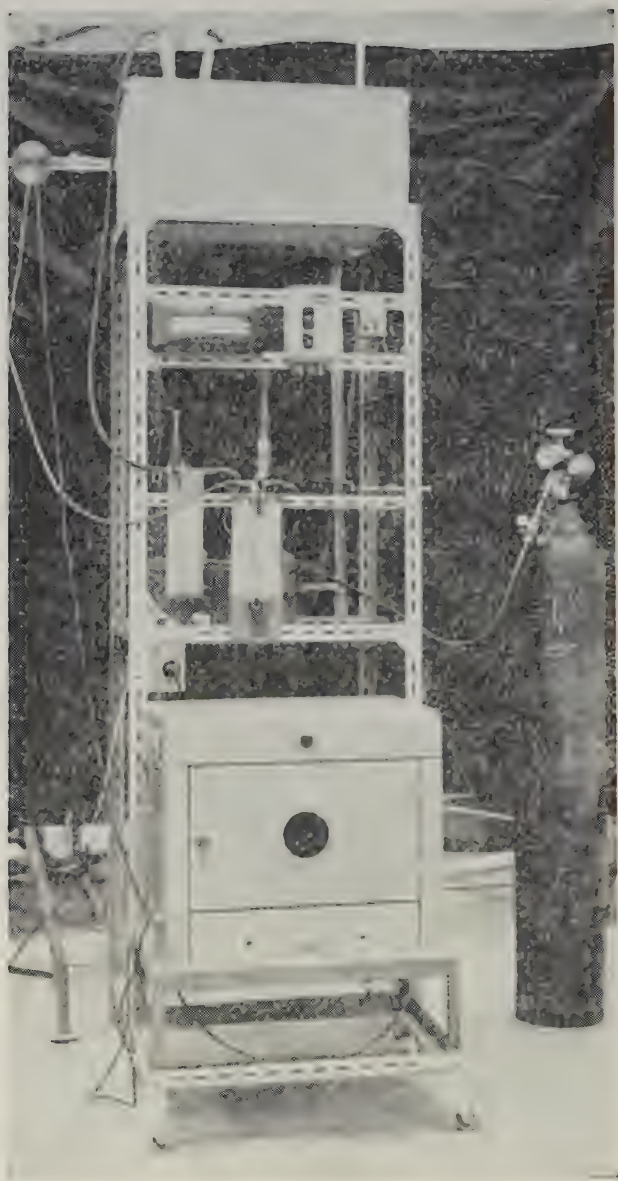


fig. 17

Les rayons des particules obtenues varient de quelques dixièmes de micron à 4 microns.

Pour obtenir des particules de dimensions supérieures, nous avons utilisé l'appareil modifié de La Mer et Collaborateurs [36] représenté sur les figures (16) et (17). Le solide sublimable est constitué de

poudre de dichloro-diphényl-trichloréthane. La température du réchauffeur ne doit pas être supérieure à 230° pour éviter la décomposition de la substance. On peut obtenir par cette méthode des particules de rayon égal à 10 microns.

2°) Réactions chimiques.

Les réactions de la vapeur d'eau sur le tétrachlorure de titane ou de silicium peuvent s'écrire :



En faisant varier les pressions partielles de vapeur de TiCl_4 et de l'eau, on peut obtenir des aérosols homogènes et non agglomérés de particules sphériques dont le rayon est compris entre 100 Å et 3 000 Å.

Une enceinte thermostatée, permettant d'obtenir des températures de -30° à $+30^\circ$, est constituée de 2 vases Dewar concentriques (fig. 18). Entre les deux vases, on dispose de la carbo-glace ou de la glace pilée suivant la température désirée. En faisant varier le vide à l'intérieur du vase Dewar le plus petit, on peut obtenir, à l'aide d'un régulateur de température type vertex, une température constante pendant un temps supérieur à chaque expérience et de l'ordre de 15 à 30 minutes. Un courant d'azote sec, par passage dans un piège placé dans le thermostat, entraîne de la vapeur de TiCl_4 . En même temps, par barbotage dans un piège contenant de l'eau maintenue à température constante, l'azote entraîne de la vapeur d'eau.

Le suspensoïde est obtenu à la sortie d'un injecteur-mélangeur en verre (figure 18) de diamètre extérieur 2 mm et constitué de trois buses concentriques : la buse la plus petite correspond à l'arrivée de TiCl_4 , la buse moyenne à l'arrivée de l'azote sec, la buse la plus grande à l'arrivée de la vapeur d'eau.

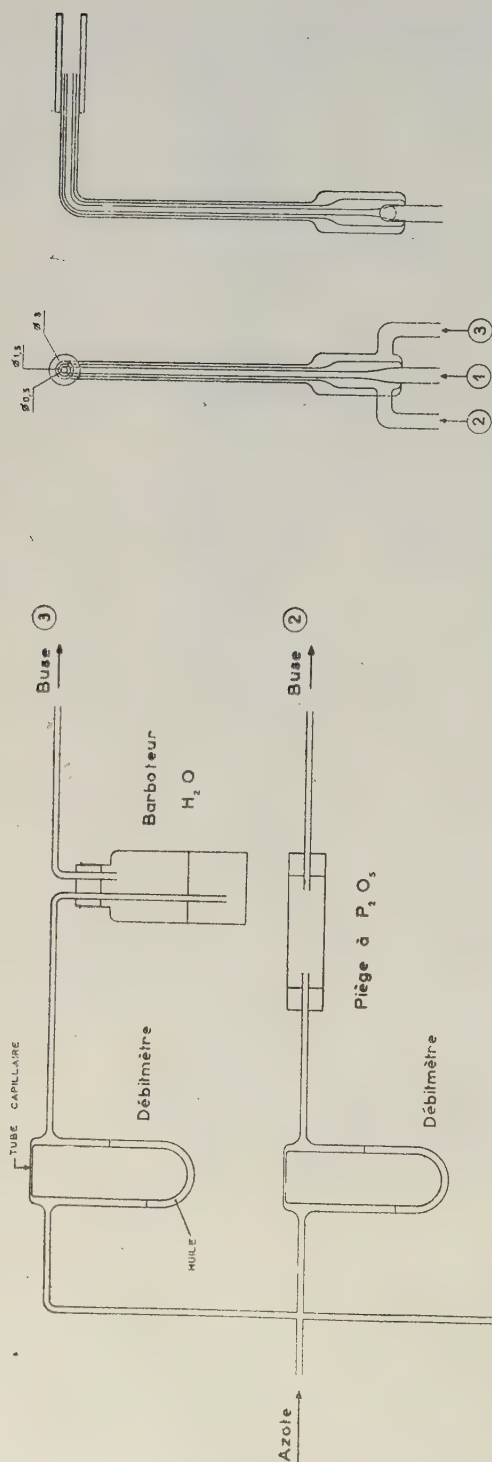
Un tube de verre de diamètre extérieur 4 mm et de diamètre intérieur 2 mm peut coulisser sur la surface extérieure de l'injecteur et permettre l'obtention d'un aérosol plus homogène.

Nous avons utilisé uniquement du tétrachlorure de titane par suite de la toxicité de la silice micronique (silicose).

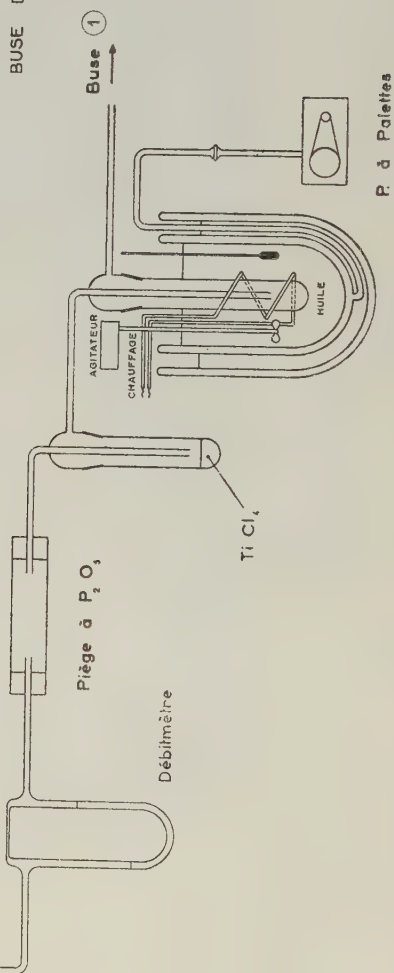
3°) Micronisation de liquides.

On peut distinguer 5 modes principaux de micronisation de liquides :

1°) Le liquide à atomiser, animé d'une grande vitesse, passe à travers un orifice étroit et forme un jet instable [39]. Les propriétés du



BUSE D'INJECTION



P. à Palettes

fig. 18

liquide et le mode d'injection (injection centrifuge, tourbillonnaire, jets concourants) sont déterminants pour la division en fines gouttelettes. Différents types de gicleurs sont utilisés pour réaliser une meilleure distribution des particules.

2°) Un jet liquide frappe une surface plane animée d'une grande vitesse de rotation [40], [41]. Par suite de la force centrifuge, le jet est brisé et il y a formation d'un suspensoïde très homogène à vésicules bien calibrées.

3°) Le liquide à pulvériser est aspiré par un orifice étroit dans un courant d'air animé d'une grande vitesse (figure 19). L'injection peut être soit normale, soit parallèle au courant d'air.

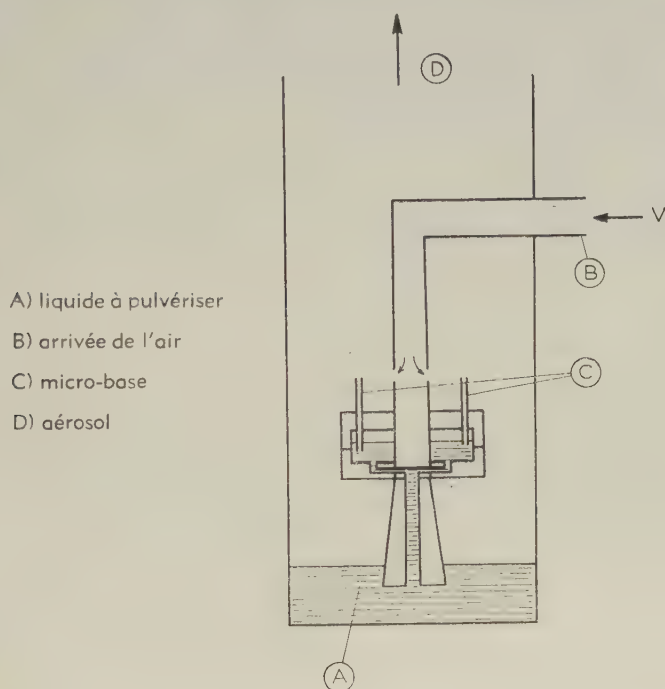


fig. 19

4° et 5°) On peut également utiliser les effets des ultra-sons [42] et l'action des champs électriques élevés [43] comme moyen de micronisation.

4°) Pulvérisation d'une suspension de particules.

Des aérosols homogènes peuvent être obtenus par pulvérisation d'un suspensoïde constitué de grains non agglomérés au sein d'un liquide. Le suspensoïde liquide se transforme en suspensoïde gazeux par évaporation de chaque gouttelette isolée.

La suspension est aspirée à travers une micro-buse de diamètre $2r$ dans le col d'une conduite convergente-divergente (figure 20) à l'intérieur de laquelle l'air est animé d'une grande vitesse.

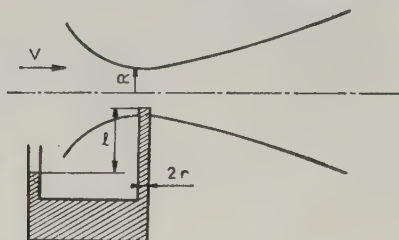


fig. 20

Nukiyana et Tanasawa [47] ont montré que le diamètre moyen des gouttelettes est donné par la formule :

$$\phi = \frac{585}{V_r \sqrt{\rho}} \cdot \sqrt{\tau + 507} \left\{ \frac{\mu}{\sqrt{\rho \tau}} \right\}^{0,45} \left\{ 1.000 \frac{Q_l}{Q_a} \right\}^{1,5}$$

ϕ : diamètre moyen des gouttelettes en micron

τ : tension superficielle en dynes . cm^{-1}

μ : coefficient de viscosité du gaz en poises

Q_l : débit volumique du liquide en $\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$

Q_a : débit volumique de l'air en $\text{cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$

V_r : vitesse relative de l'air par rapport au liquide en m/sec

ρ : densité du liquide en g/cm^3 .

Pour de l'eau à 20°C , la relation prend la forme :

$$\phi = \frac{5\,000}{V_r} + 28,5 \left\{ 1.000 \frac{Q_l}{Q_a} \right\}^{1,5}$$

La vitesse d'évaporation par unité de surface est donnée par l'équation :

$$\frac{1}{4\pi\phi^2} \cdot \frac{dm}{dt} = \frac{1}{2\phi} \frac{DM}{RT} \cdot \log \frac{p_o - p_\infty}{p_o - p_s}$$

D : coefficient de diffusion de la vapeur dans l'air

p_o : pression de l'atmosphère ambiante

p_s : pression de vapeur saturante du liquide à la température de la surface de la goutte

p_{∞} : pression partielle de vapeur loin de la goutte
 R : constante des gaz parfaits.

Dans le cas où la pression partielle de vapeur loin de la goutte est négligeable et la pression de vapeur saturante est faible par rapport à la pression totale, l'équation précédente devient :

$$\frac{1}{4\pi\phi^2} \cdot \frac{dm}{dt} = \frac{1}{2\phi} \frac{DM}{RT} p_s$$

qui est l'équation de Langmuir [48].

Le tableau ci-dessous donne les temps d'évaporation pour des particules de diamètre $\varnothing = 25$ microns.

Degré d'humidité relative	0 %	25 %	50 %	75 %
Temps d'évaporation (sec)	1,45 10 ⁻²	2 10 ⁻²	3 10 ⁻²	5,87 10 ⁻²

Pour que l'air ne soit pas saturé d'eau à la sortie de la micro-buse, il faut que :

$$\frac{Q_a}{Q_l} < \frac{15}{10^6}$$

Les tables relatives aux écoulements unidimensionnels isentropiques permettent de calculer le rayon de la micro-buse connaissant le rayon de la section au col et le débit Q_l .

Si par l'hypothèse $V_{col} = 200$ m/sec., le nombre de mach $M^* = \frac{V_{col}}{C^*}$

a pour valeur :

$$M^* = \frac{V_{col}}{C^*} = \frac{V_{col}}{0,913 C_0} = 0,650$$

C^* : vitesse du son correspondant à un nombre de Mach = 1
 C_0 : 335 m/sec: vitesse du son à la température ambiante.

La pression et la masse spécifique au col sont données à partir des tables [49].

$$\frac{p}{p_0} = 0,774 \qquad \frac{\rho}{\rho_0} = 0,883$$

p_0, ρ_0 : pression et masse spécifique à température ambiante et $V = 0$.

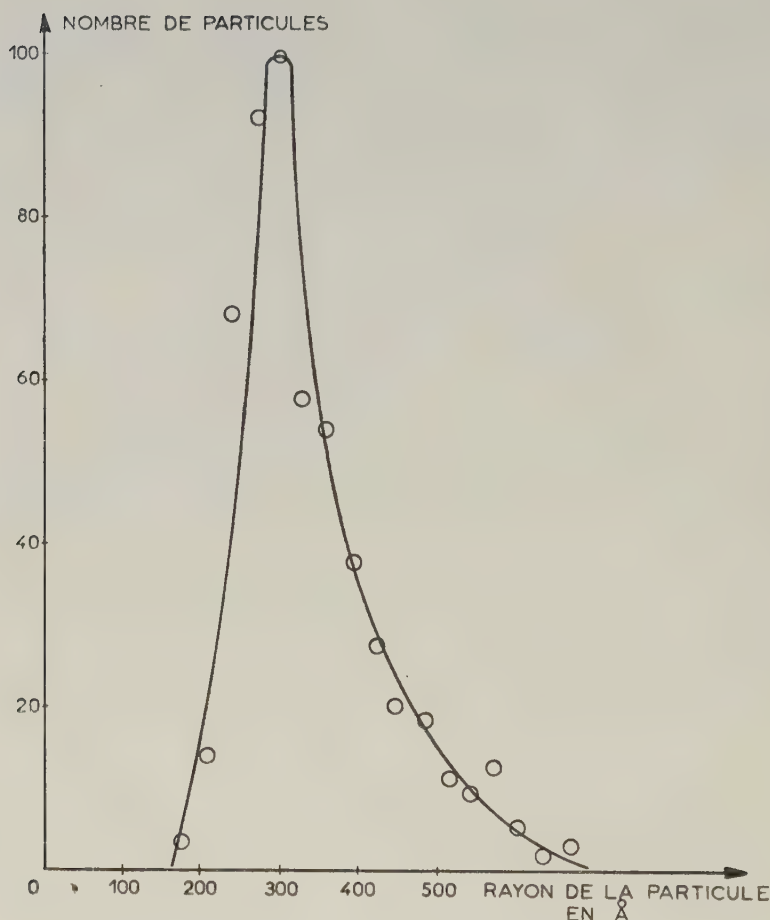


fig. 21 — Oxyde de Titane

Le débit Q_a à travers le capillaire de rayon r est tel que :

$$Q_a = \frac{\pi \cdot \rho'}{8 \cdot \mu} \cdot \frac{P - P_0}{l} \cdot r^4 < \frac{15}{10^6} \cdot 2 \cdot 10^4 \cdot \pi R^2 \times 0,883$$

ρ' : densité du liquide à pulvériser.

$$\text{d'où} \quad r \approx \frac{1}{10} \text{ mm} \quad \text{si } R = 1 \text{ mm} ; l = 5 \text{ cm.}$$

5°) Décompte statistique des particules obtenues.

L'observation au microscope optique ou électronique permet de déterminer la forme du contour extérieur des particules. Dans le cas simple

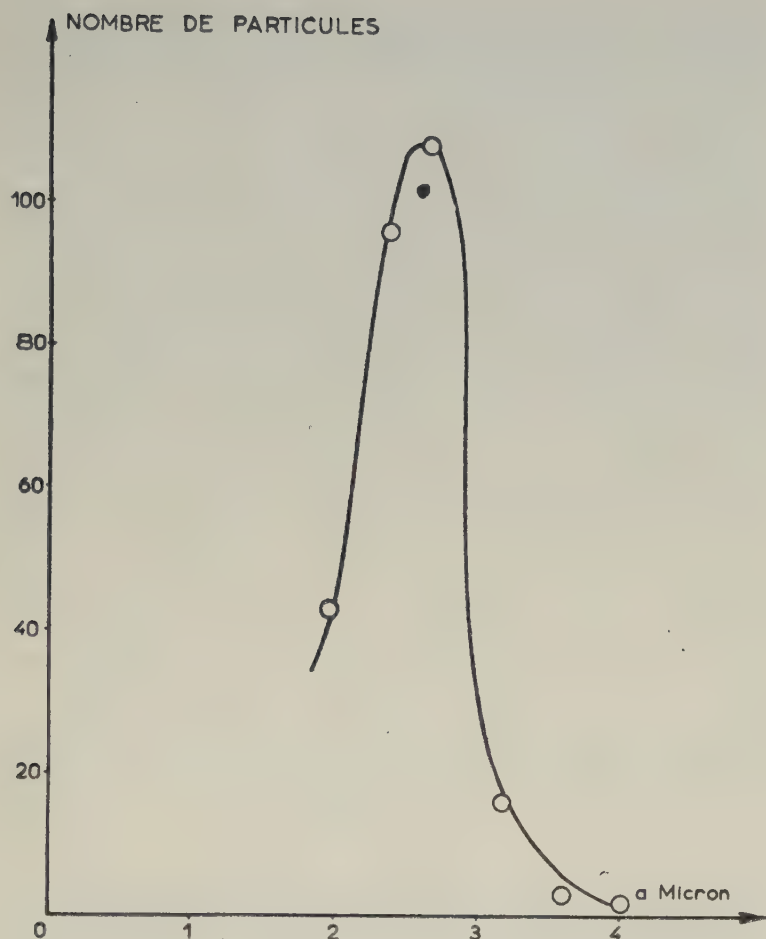


fig. 22 — Acide stéarique

où les particules sont des sphères, la grandeur caractéristique est le rayon. On obtient la courbe de fréquence en portant en ordonnées le nombre de particules de chaque classe. En abscisses, on porte le rayon de la particule. Le compteur de particules Zeitz TGZ3 permet d'obtenir la courbe de fréquence et la courbe cumulative d'un échantillon donné.

Galton [50] et Hatch [51] ont montré que la loi de répartition qui convient le mieux dans le cas considéré est la loi log normale définie par :

$$y = \frac{1}{\sqrt{2\pi \log \sigma_a}} \cdot \exp - \left[\frac{\{ \log a - \log \bar{a} \}^2}{2 \log^2 \sigma_a} \right]$$

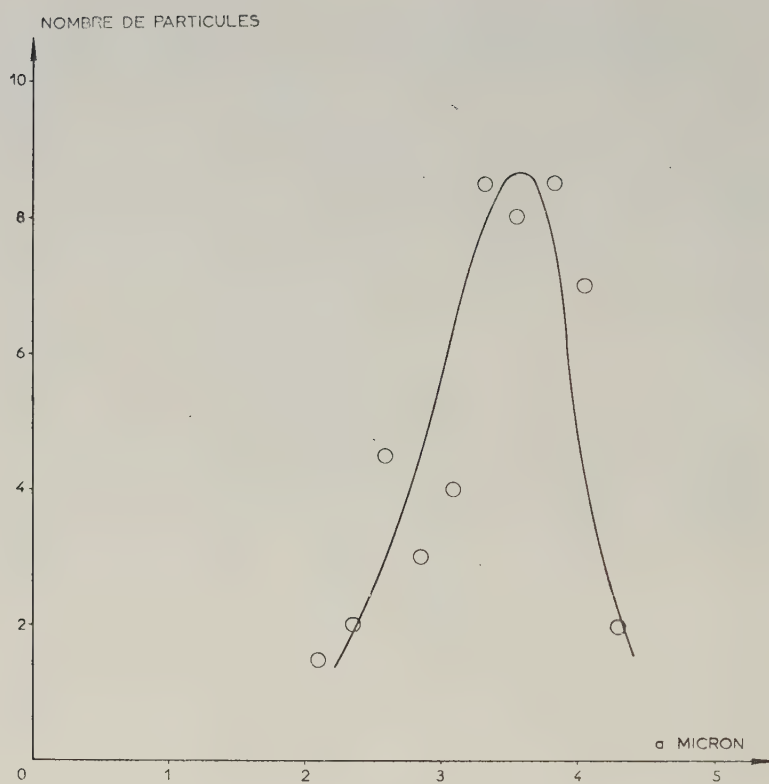


fig. 23 — Résine

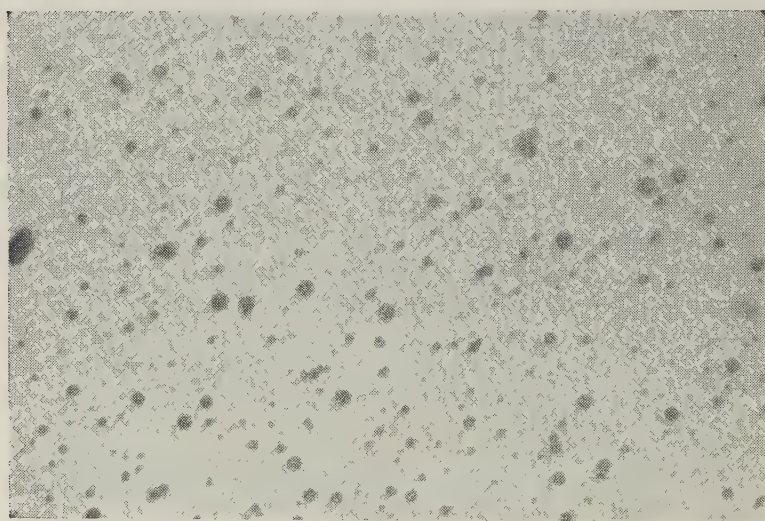


fig. 24 — Oxyde de titane - $G = 17.000$

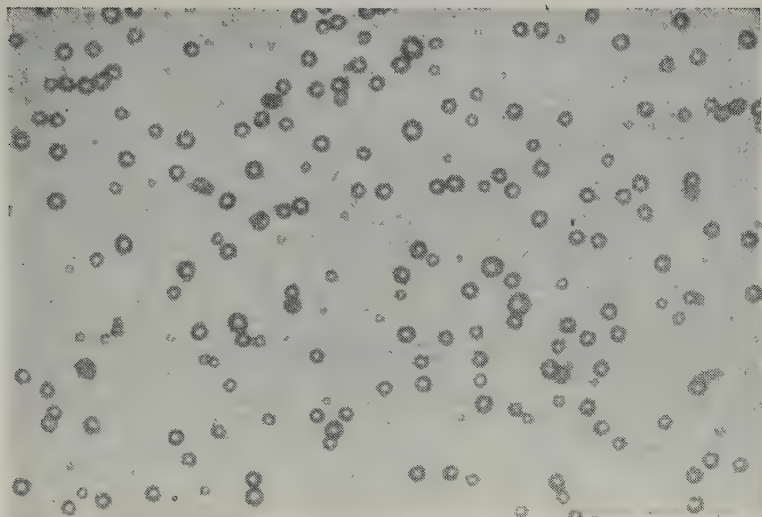


fig. 25 — Acide stéarique - $G = 380$

γ : fréquence des observations de rayon a .

σ_n : écart-type

Nous avons représenté sur les fig (21), (22), (23), (24), (25), (26) les courbes de fréquence des particules d'oxyde de titane, de résine, d'acide stéarique et une reproduction photographique des dépôts examinés.

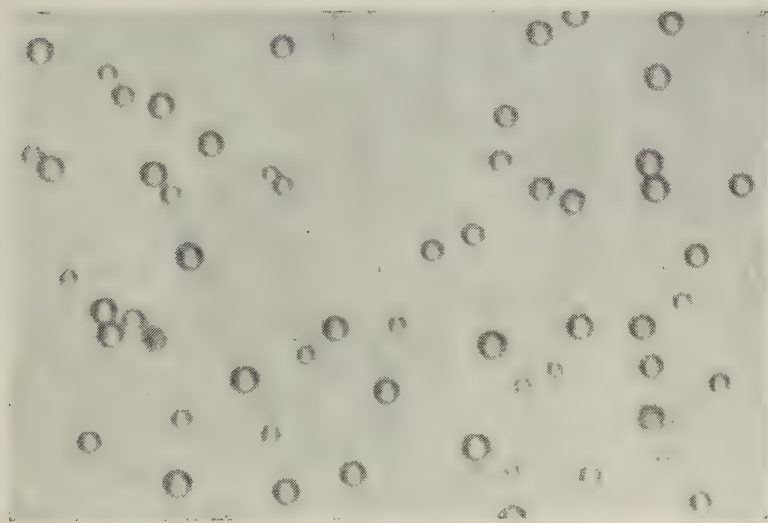


fig. 26 — Résine - $G = 420$

Résultats expérimentaux

Cas de particules sphériques

Les premières recherches concernant la charge des particules dans les champs ionisés sont dues à Rohmann [3] qui a utilisé la précipitation électro-statique pour déterminer la granulométrie des aérosols. Dans ce but, les particules sont chargées par passage dans une région fortement ionisée, puis précipitées dans un champ électrique intense (figure 27). La région fortement ionisée est obtenue par un système pointe-plaque. Le champ précipitateur est créé entre deux plaques parallèles, distantes de 8 cm, placées dans un courant d'air animé d'une vitesse de 40 cm/sec.

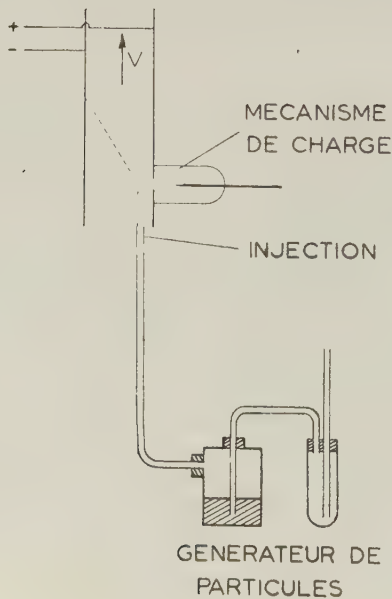


fig. 27

La détermination de la distance de sédimentation, connaissant le point d'injection, permet de calculer le rayon de la particule. Le suspensoïde utilisé est obtenu par fluidisation d'une poudre d'oxyde de fer. Le rayon des grains varie en 1,0 et 2,6 microns. Les points d'impact, les plus probables sont en bon accord avec la théorie mais la plage de précipitation est très grande: de l'ordre de 8 cm pour une distance de sédimentation de 8 cm. Malheureusement, Rohmann ne donne aucune indication sur la granulométrie des poussières étudiées, et sur la courbe de fréquence des particules sédimentées. Le diamètre de la buse est de 1 à 1,5 mm. Rohmann attribue la dispersion des résultats obtenus d'une part à la grande difficulté de réaliser un écoulement parfaitement uniforme et d'autre part au vent électrique dû au système pointe-plaque.

Par une méthode tout à fait différente, Deutsch [52], Arendt et Kallmann [53], Ladenburg [54] ont déterminé la loi de charge des particules microniques et sub-microniques en utilisant une chambre de Millikan-Ehrenhaft. Celle-ci est divisée en deux parties à l'aide d'un grillage métallique isolé. La partie inférieure est ionisée par un rayonnement α et les ions produits sont entraînés dans l'autre partie de la chambre et soumis à un champ électrique de faible intensité : 24 volts/cm. On détermine la charge acquise par les gouttelettes d'une huile peu volatile, injectées dans la chambre, en photographiant à intervalles de temps réguliers, leur trajectoire. La densité ionique peut varier de 500 à 67.000 ions par cm^3 , et les rayons des particules déterminés par la méthode de Millikan sont compris entre 0,2 à 2,2 microns. Schweitzer [55] utilise comme source d'ions, un petit tube de platine à l'intérieur duquel se trouve un fil de platine de 0,5 mm de long, décapé sur 7 microns et porté à une haute tension. Les gouttelettes d'huile sont injectées à l'intérieur du tube. Le rayon des particules varie de 2.000 Å à 6.000 Å. Les résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie de Arendt et Kallmann mais certaines particules sont plus chargées que ne le prévoit la théorie. Cette anomalie qui semble n'avoir été relevée par aucun auteur est peut-être due au champ très intense créé au voisinage du fil.

Pauthenier, Agostini, Moreau-Hanot [18] ont déterminé la loi de charge pour des particules de 0,5 mm à 3,5 mm de rayon. Pour cela, ils injectent à une distance donnée de l'axe du cylindre, de diamètre $\varnothing = 15$ cm, à l'intérieur duquel règne un champ électrique intense, des billes d'acier de Rose ou de gomme laque pulvérisées dans la flamme d'un bec de Mecker. Les particules, soumises à leur poids et à la force d'origine électrique, se déposent sur le cylindre. La distance de sédimentation permet de calculer leur charge.

Lipscomb, Rubin et Sturdivant [56] en reprenant la méthode de

Rohmann ont amélioré le dispositif de ce dernier en créant un écoulement aussi laminaire que possible entre les plaques collectrices distantes de 1,54 cm et en tentant d'améliorer le procédé de charge. La vitesse de l'air varie de 8 à 25 cm par seconde. Le nombre de particules dénombrées est trop faible pour qu'il soit possible d'effectuer un comptage statistique et les distances de sédimentation sont connues avec une imprécision de 50 %. Ils tentent d'expliquer leurs résultats expérimentaux en supposant que les deux lois de charge intégrées sont additives, c'est-à-dire, que les deux mécanismes de charge sont indépendants, ce qui est inexact comme ils le remarquent par ailleurs.

Challande [4] fait passer dans un cylindre de rayon R égal à 2 cm un nuage de particules de verre de forme sphérique obtenu dans la flamme d'un chalumeau. L'air à l'intérieur du cylindre est animé d'une vitesse de l'ordre de quelques m/sec. Un champ électrique intense est créé par un fil coaxial au cylindre et porté à un potentiel élevé. La connaissance du point d'impact permet de déduire la charge de la particule.

La vitesse longitudinale d'une particule du fluide porteur située à la distance r du fil a pour valeur:

$$\frac{dz}{dt} = v_z = \frac{2\bar{v}}{R^2} \left\{ R^2 - r^2 \right\}$$

$\bar{v}$ = vitesse moyenne de l'écoulement.

La vitesse radiale d'une particule conductrice, si l'on ne tient compte que du bombardement ionique est:

$$v_r = \frac{dr}{dt} = \frac{3E^2 \cdot a^2}{6\pi\mu a}$$

Si l'on suppose que la vitesse longitudinale de la particule est celle du fluide, on en déduit:

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2\bar{v}}{3E^2 \cdot a^2} \cdot 6\pi\mu a \left\{ 1 - \frac{r^2}{R^2} \right\}$$

si à l'instant initial $t = 0$, $r = z = 0$

$$z = \frac{2R\bar{v}}{3E^2 \cdot a^2} \cdot 6\pi\mu a \left[\frac{r}{R} - \frac{1}{3} \left\{ \frac{r}{R} \right\}^3 \right]$$

Ce qui fixe le point de chute maximum $z_{\max}$ pour des particules de rayon a.

$$z_{\max} = \frac{4\bar{v}}{3m} \cdot R \quad \text{en posant: } m = \frac{3E^2 \cdot a^2}{6\pi\mu a}$$

Si l'écoulement est complètement turbulent:

$$\frac{dz}{dt} = \bar{v} \quad z_{\max} = \frac{\bar{v}}{3m} \cdot R$$

Le calcul de cette distance de sédimentation suppose implicitement que le champ est constant. Or ceci n'est vrai qu'à partir d'une distance au fil égale à 0,25 R. Nous avons montré que la distance maximum de précipitation correspondait à une distance $r_{\max} = 0,2 R$ du fil. Par conséquent, on peut considérer que les résultats de Challande comportent une incertitude d'au moins 20 % et cela en ne tenant pas compte de la diffusion des particules dans le gaz, du vent électrique, etc... On peut expliquer cependant ses résultats expérimentaux par suite de l'appauvrissement en ions dans le tube précipitateur.

Hewitt [7] a déterminé la loi de charge pour des particules dont le rayon est compris entre 0,07 et 0,7 micron. De l'air pur passe dans l'intervalle compris entre deux cylindres concentriques et les poussières sont injectées à partir de la surface du cylindre externe où elles sont chargées par un dispositif spécial (figure 28).

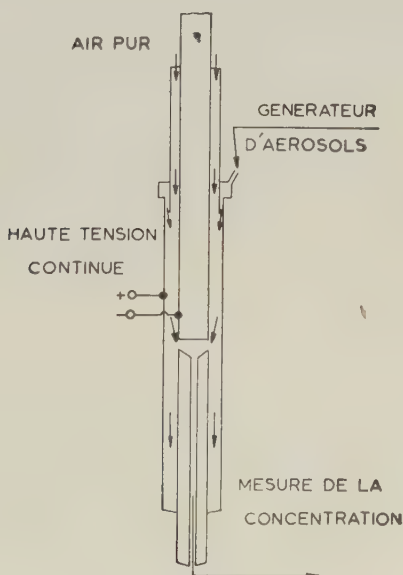


fig. 28

Un champ électrique faible, d'intensité maximum 36 V/cm règne entre les deux cylindres. On détermine la distance de sédimentation en recueillant par aspiration, à l'extrémité du cylindre intérieur les particules qui échappent à la sédimentation. Hewitt trouve une valeur de la mobilité des particules supérieure à celle prévue en ne tenant compte que du phénomène de diffusion thermique.

Des résultats identiques sont obtenus par Penney et Lunch [57]. Ces auteurs déterminent expérimentalement, pour des valeurs élevées du champ appliqué, une distance de sédimentation inférieure à celle calculée d'après la formule de White.

La charge acquise est plus grande si la tension appliquée est négative. Ils expliquent leurs résultats par suite de la présence d'électrons dans le tube précipitateur et par le fait que l'on ne tient pas compte du champ appliqué dans la formule de White. L'injection des particules a lieu dans tout le cylindre et ces auteurs ne tiennent pas compte de celles qui peuvent être chargées au voisinage du fil.

1. — MATERIEL UTILISE.

Le tube précipitateur est constitué par un cylindre métallique horizontal, de rayon 10 cm, de longueur 6m relié à la terre: fig. (29), (30). Un fil de 1 mm de rayon est placé dans l'axe du cylindre et porté à une haute tension variable, continue, positive ou négative. On vérifie au stroboscope que le fil peut être considéré comme immobile dans la

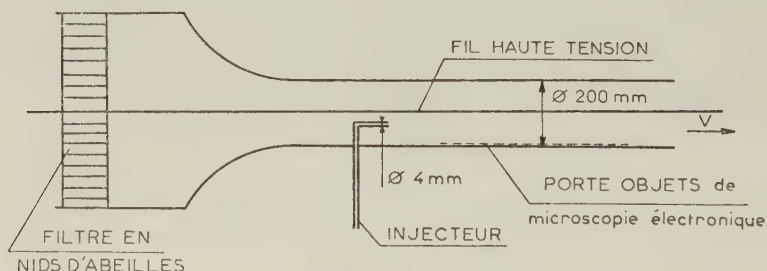


fig. 29

partie utile du dépoussiéreur. Au début de nos expériences, nous avons utilisé des fils de rayons plus petits, qui vibraient dès que la tension était appliquée. Cette dernière est obtenue à l'aide d'un transformateur 220 V/75 000 V. et redressée par 2 kénotrons AK 55: fig. (31, a-b). On a représenté sur la figure 32 la caractéristique courant-tension pour différentes valeurs du rayon du fil. On réalise une injection ponctuelle de particules, soit au moyen d'un injecteur mélangeur réacteur dans le cas de grains d'oxyde de titane, soit au moyen d'une buse de verre de

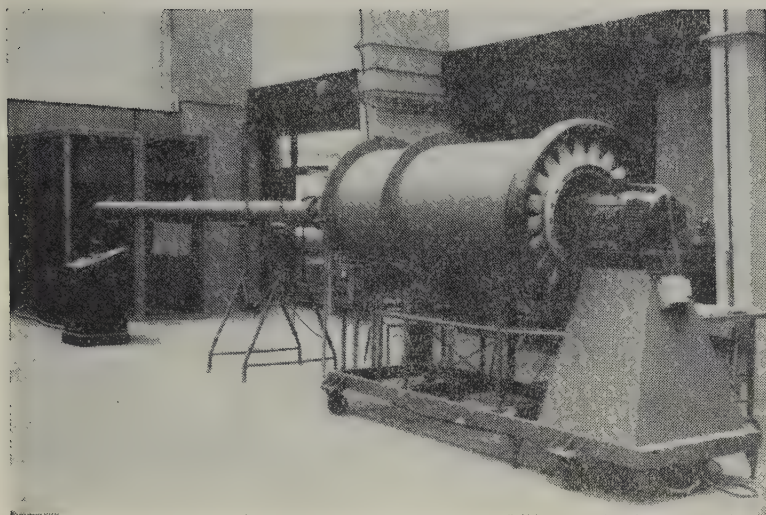
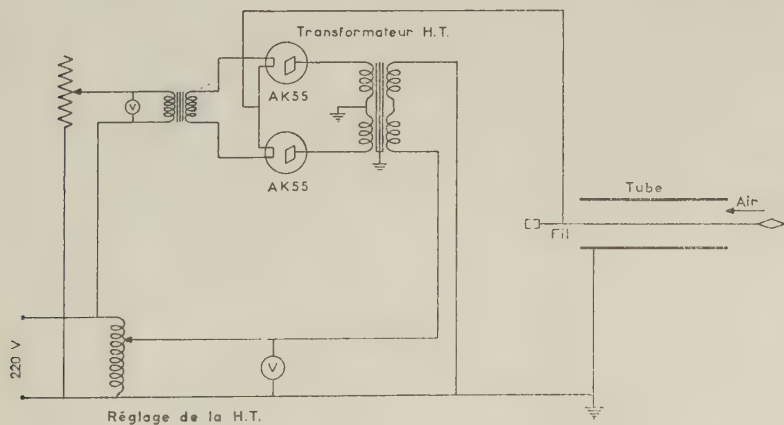


fig. 30

diamètre intérieur $\varnothing = 2$ mm placée parallèlement à l'axe du cylindre. La distance d'injection peut varier de façon continue de 0 à 10 cm.

L'écoulement de l'air à l'intérieur du tube est produit par une soufflante alimentée par un moteur à courant continu permettant de faire varier la vitesse. On dispose à l'entrée du précipitateur des filtres en nids d'abeilles et en tissu, pour obtenir un écoulement uniforme et pour éliminer toutes les poussières. Ce dispositif permet ainsi de ne pas souiller les lames de gelose quand les particules étudiées sont des micro-organismes.



FIL A UN POTENTIEL POSITIF

fig. 31 a

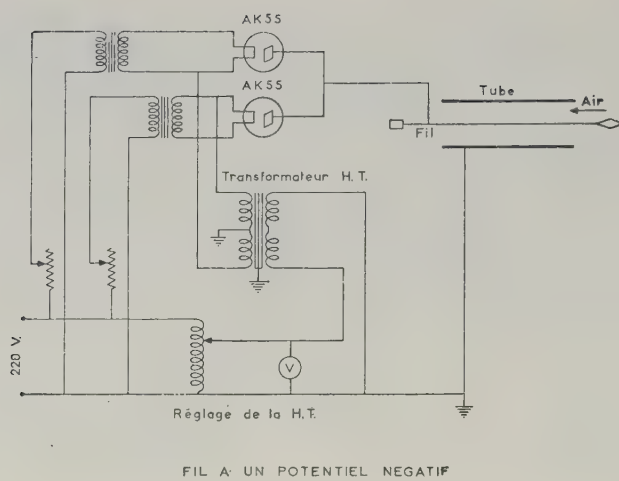


fig. 31 b

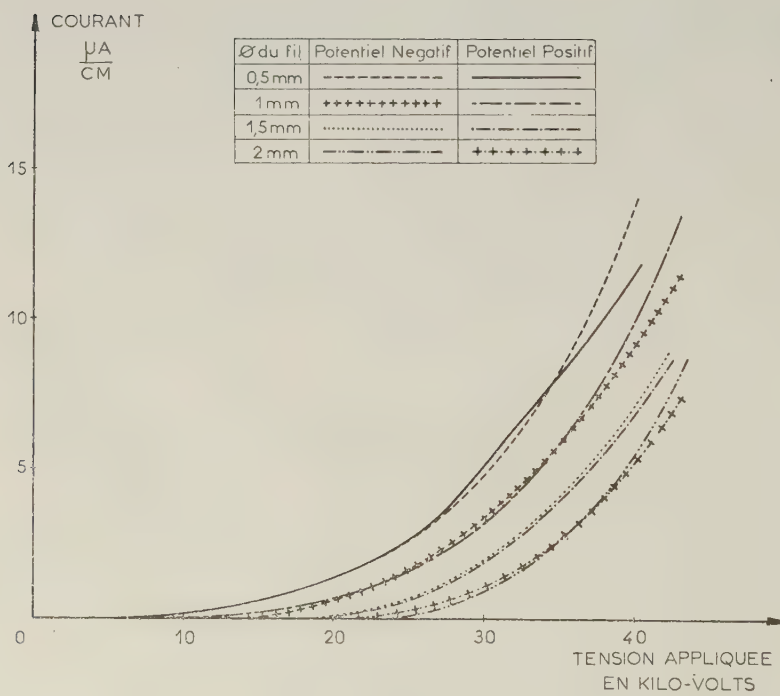


fig. 32

2. — COLLECTEURS DE POUSSIÈRES.

Afin de déterminer le point de chute des particules, on dispose bout à bout sur la génératrice de précipitation des baguettes métalliques d'épaisseur 1 mm, de largeur 2 cm et de longueur 1 m. On place sur celles-ci, soit des porte-objets de microscope électronique recouverts préalablement d'un film de carbone dans le cas où le rayon des particules est inférieur à 0,5 micron, soit des lames de verre, métallisées, de microscope optique. La couche de palladium doit être suffisamment épaisse pour que les lames soient bien conductrices et que les particules ne soient pas réentraînées après précipitation comme nous l'avons constaté sur certaines lames non suffisamment métallisées.

3. — RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Afin de connaître avec le plus de précision possible la distance d'impact, on peut penser à augmenter la vitesse de l'air, la dispersion due à la turbulence et à la charge électrique des particules, augmente avec le temps de séjour dans le tube. Nous nous sommes fixé pour les particules de rayon inférieur à 0,3 micron, une vitesse de l'air de 0,90 m/sec dans l'axe de la conduite et pour les particules de dimensions plus grandes une vitesse moyenne variant entre 1,3 et 3 m/sec. Nous vérifions qu'aux erreurs d'expérience près, la distance de sédimentation est proportionnelle à la vitesse moyenne. Celle-ci est déterminée, soit par la technique de l'anémomètre à fil chaud, soit plus simplement en injectant en l'absence de champ électrique, à un instant donné et pendant un temps très court, de la fumée de tabac et en notant le temps nécessaire pour parcourir la distance de 6 m. Les résultats obtenus par les 2 méthodes sont en accord.

La vitesse d'injection des particules, mesurée au moyen d'un débitmètre à capillaire, est voisine de la vitesse de l'air à l'intérieur du tube. La durée de chaque essai de l'ordre de 5 minutes, est la même que les dimensions des particules soient inférieures ou supérieures au micron. Les porte-objets de microscope électronique sont placés tous les 2,5 cm et les lames de verre tous les 10 cm.

Après chaque expérience, on fait une photographie des particules déposées à la distance z , soit à l'aide du microscope électronique Phillips E.M. 100 dont le pouvoir de résolution est de 50 Å, soit à l'aide du microscope Leitz-Ortholux. Le décompte statistique des particules déposées à la distance z est effectué au compteur de particules Zeitz TGZ3 affichant 48 valeurs de rayon. Pour chaque distance de précipitation, on trace la courbe de répartition des particules sédimen-

tées, puis en fonction de la distance de sédimentation, le nombre de particules d'un rayon donné. Ce nombre doit être suffisamment grand, 5.000 environ, pour que les résultats aient une valeur significative.

a) Injection en dehors de la « zone couronne ».

Nous nous sommes fixés comme distance d'injection la valeur 3,6 cm. La tension appliquée est de 45.800 Volts. Le champ électrique E est calculé à partir de l'équation (2). En prenant pour $i = 12,6 \mu \cdot A \cdot cm^{-1}$, on trouve une valeur approchée de $C = 20$ et par approximations successives, une valeur plus juste à partir de l'équation (2'). La figure (33) montre la variation de E en fonction de r . Le champ peut être considéré comme constant à partir de $r = 2$ cm et égal à :

$$E = 12 \text{ u.e.s. c.g.s}$$

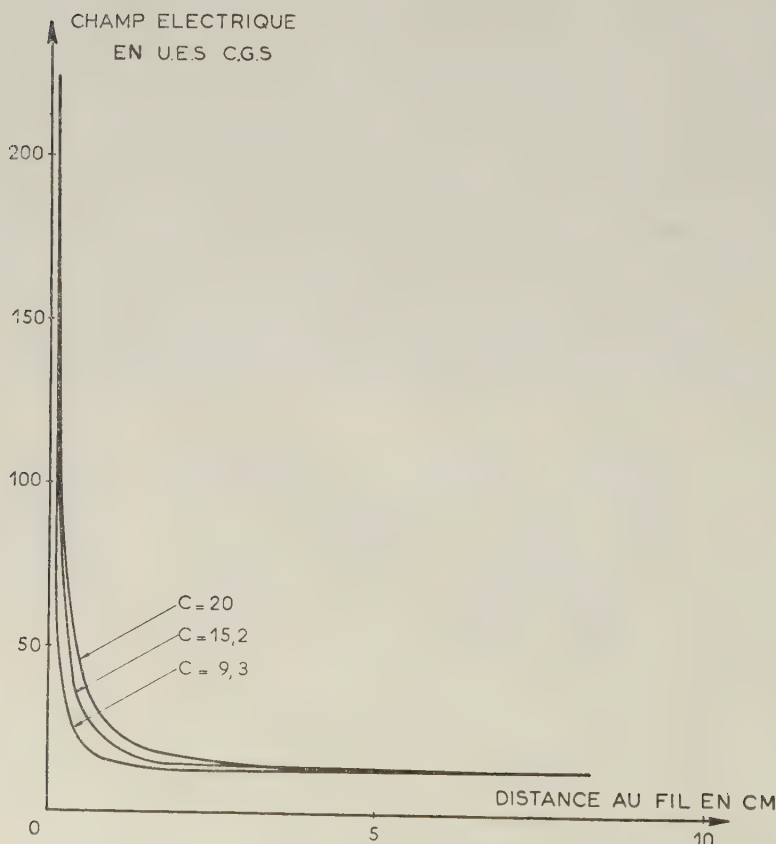


fig. 33

Remarque : Dans nos conditions expérimentales, l'approximation

$$E = \frac{2i}{K} \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{C^2}{\frac{2i}{K} r^2} \right)$$

conseillée par Pauthenier [16] n'est pas utilisable pour représenter la valeur du champ au voisinage du fil. Elle conduit à une valeur beaucoup trop faible de C :

$$C = 9,3$$

On a représenté sur les figures (34), (35) les courbes de fréquence des particules de dimensions données en fonction de la distance de sédimentation. L'allure de ces courbes est dissymétrique. La fréquence ΔN

croît rapidement, passe par un maximum et décroît ensuite lentement. Eventuellement même, elle peut croître à nouveau.

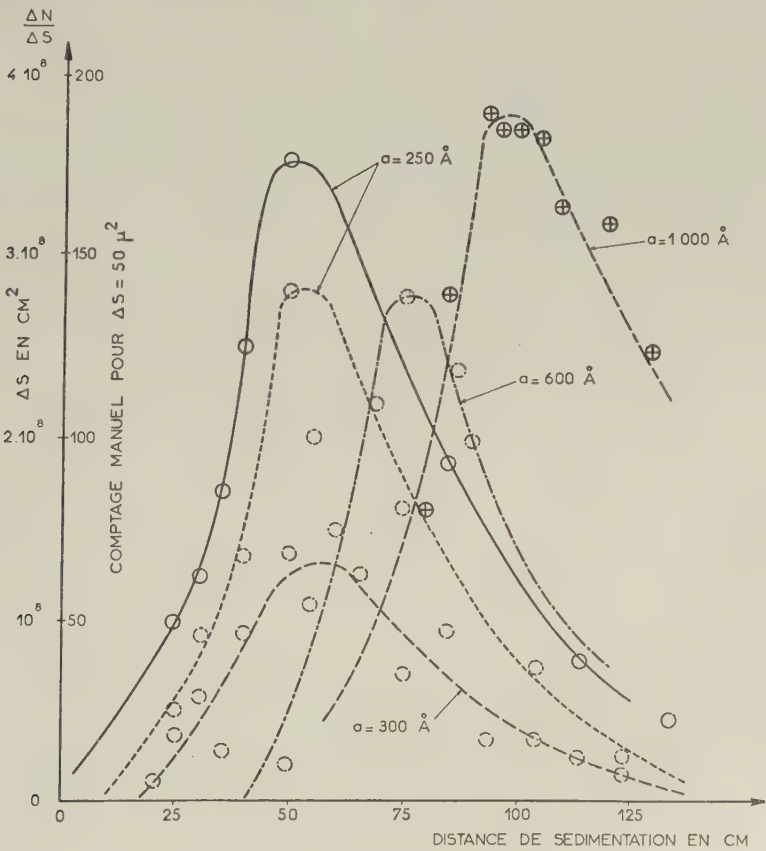


fig. 34

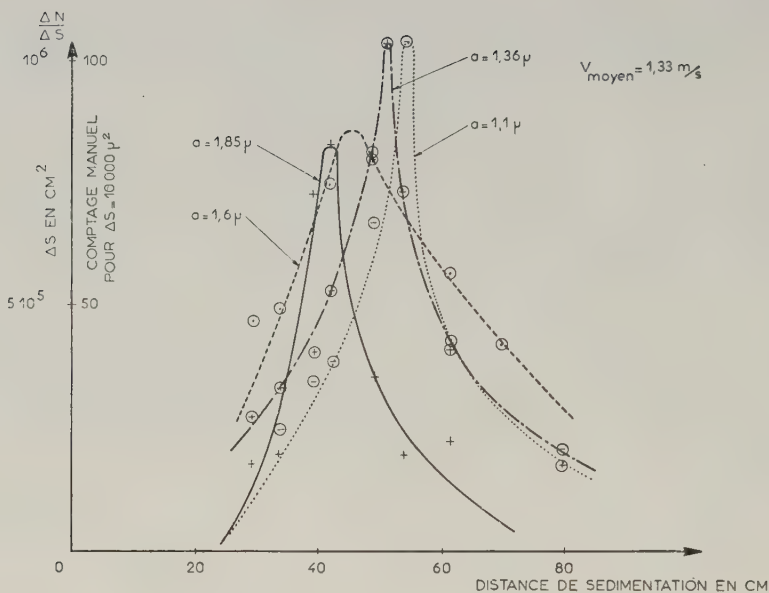


fig. 35

La courbe de fréquence paraît plus étalée pour les particules sub-micromiques. Les figures (36), (37), (38), (39) rendent compte de la distance de sédimentation, de la vitesse radiale et du nombre de charges acquises en fonction du rayon de la particule.

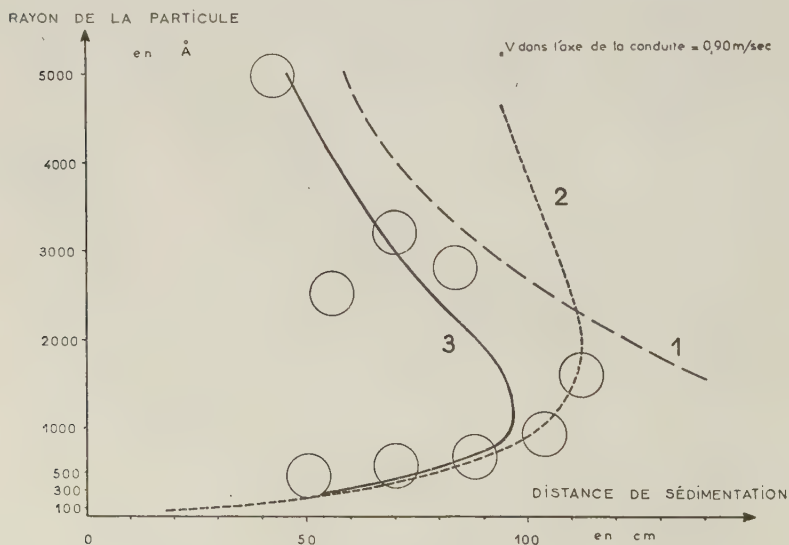


fig. 36

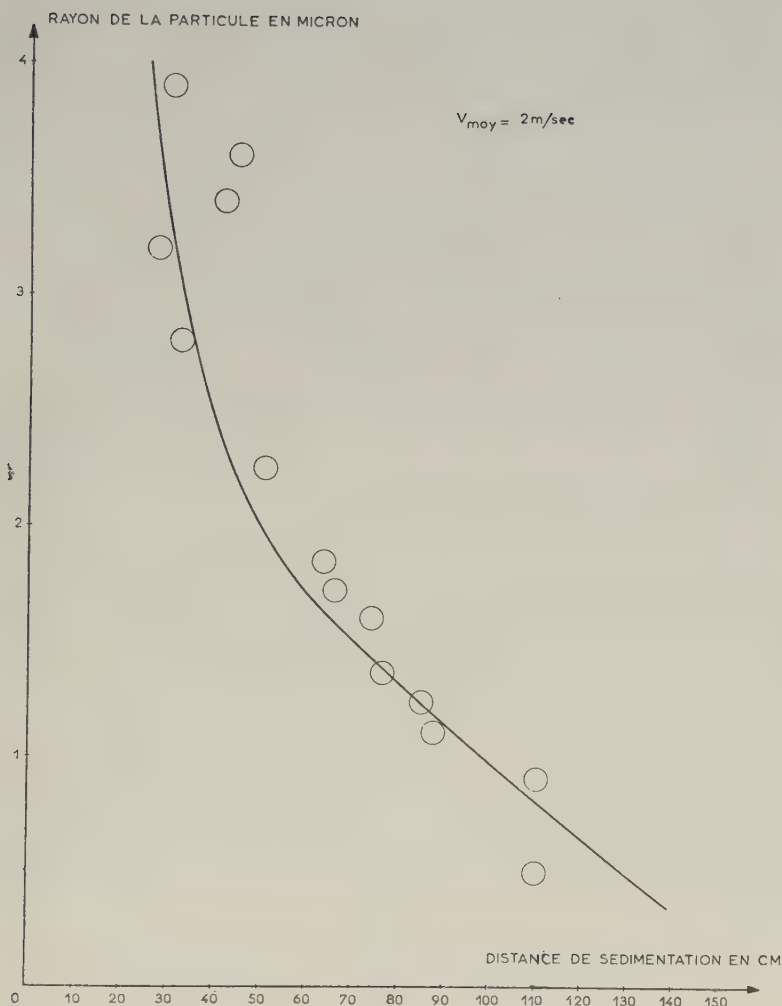


fig. 37

La distance de sédimentation, aux erreurs d'expérience près, est la même que la tension appliquée soit positive ou négative. On observe une distance de sédimentation maximum pour les particules de 1.000 Å, de rayon.

Pour les particules de rayon supérieur à 1.500 Å, et inférieur à 5.000 Å, le nombre de charges calculé expérimentalement est plus grand que la théorie ne le prévoit, si on ne tient compte que du bombardement ionique. On peut considérer qu'en dépit des hypothèses simplificatrices, les valeurs calculées théoriquement à partir des équations combinées (3) et (8), sont en bon accord avec l'expérience.

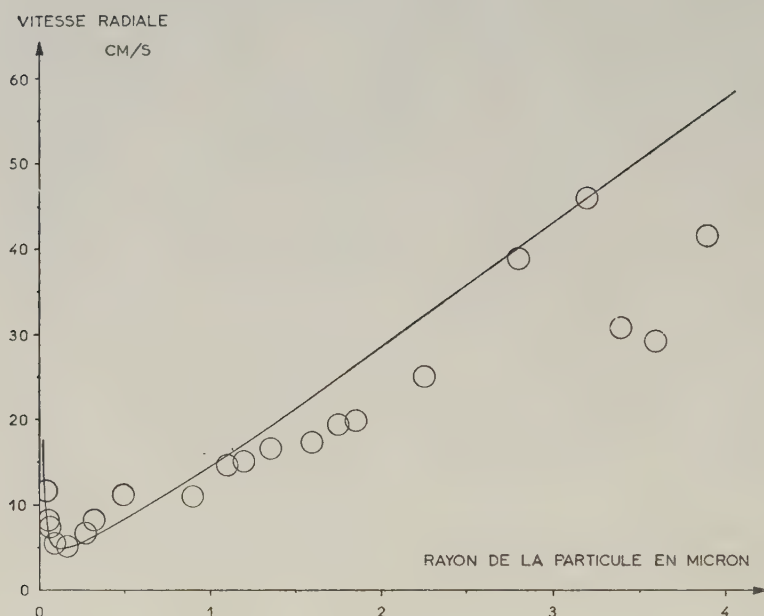


fig. 38

Cochet [5] interprète ses résultats expérimentaux concernant des particules de dimension du libre parcours moyen des molécules, en ne tenant compte que du bombardement ionique. Il suppose que tous les ions situés dans la sphère de rayon $a + \lambda_1$ sont captés par la particule.

$$\lambda_1 = \sqrt{2\lambda} : \text{libre parcours moyen des ions}$$

Murphy, Adler et Penney [22], pour interpréter les résultats expérimentaux de Penney et Lunch, ne tiennent compte au contraire que de la diffusion thermique, mais ils ne négligent pas l'action du champ appliqué.

b) Injection dans la « zone couronne ».

Nous avons, au moyen d'une buse de 2 mm de diamètre intérieur, concentrique au fil axial, injecté des particules au voisinage immédiat du fil, pour une tension appliquée positive ou négative égale à 45 800 Volts. Les rayons des particules varient de 500 Å à 2 microns. On a

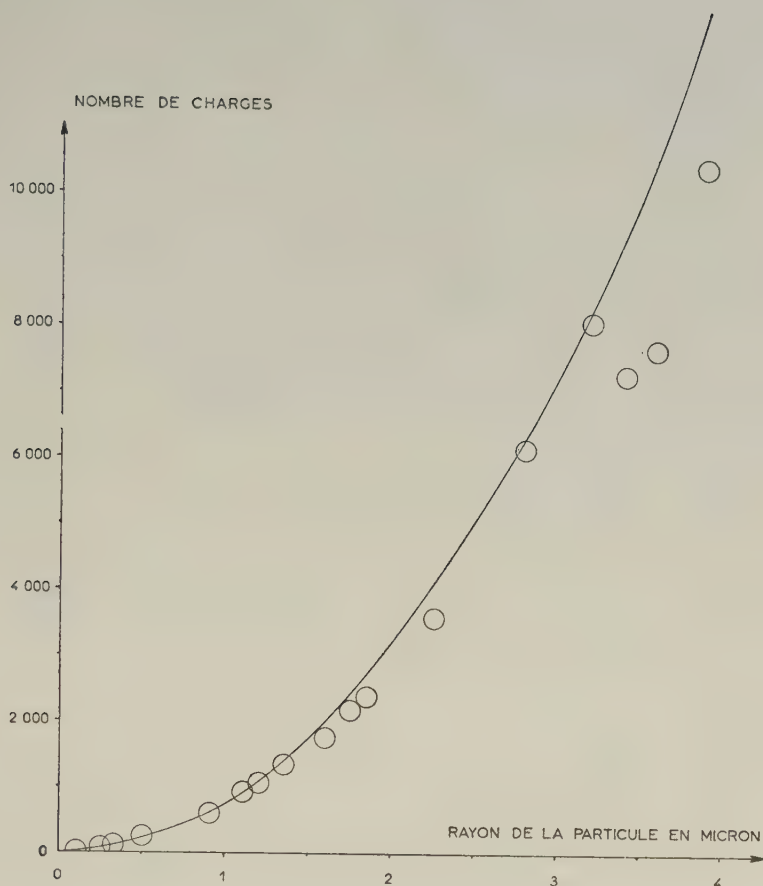


fig. 39

porté sur les figures (40) et (41), la courbe de répartition des particules en fonction de la distance de sédimentation. Sur les figures (42) et (43) sont portées la distance de sédimentation et le nombre de charges acquises en fonction du rayon des particules pour une vitesse de l'air de 1,8 m/sec. On constate que la distance de sédimentation est beaucoup plus courte que dans le cas où la distance d'injection est de 3,6 cm et qu'elle est différente pour des particules de rayon supérieur au micron suivant que la tension appliquée est positive ou négative. Pour des particules de dimensions plus petites, la différence est beaucoup plus faible. D'autre part, on observe pour des temps de manipulations identiques, des dépôts de poussières de même importance sur le fil, que ce dernier soit à un potentiel positif ou négatif.

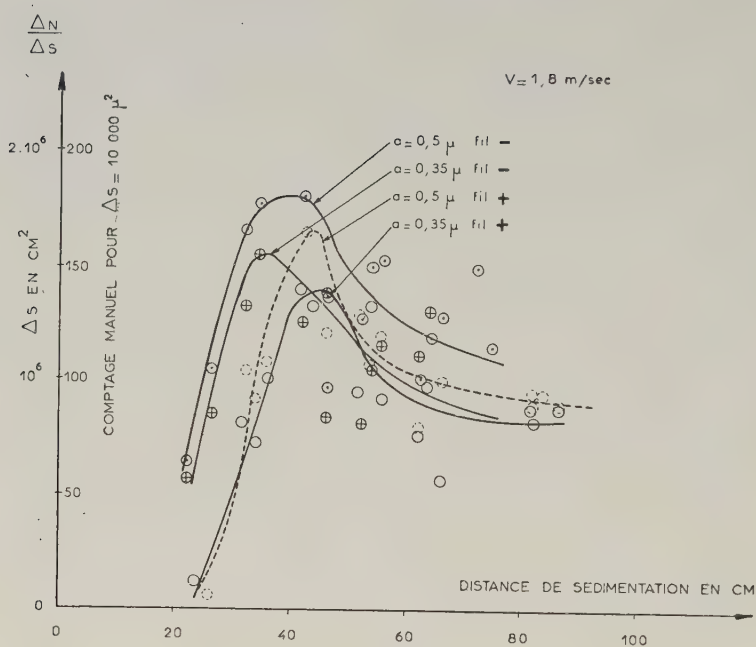


fig. 40

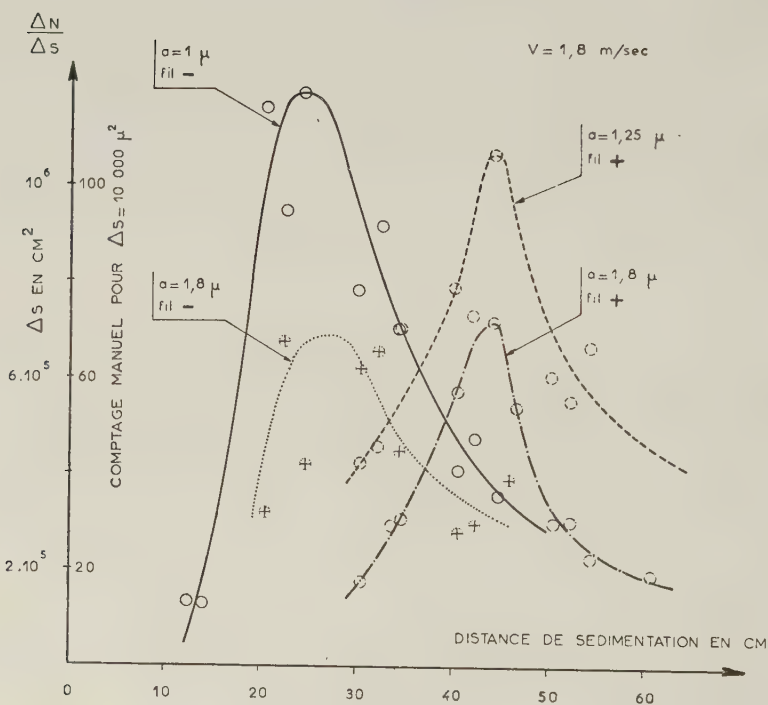


fig. 41

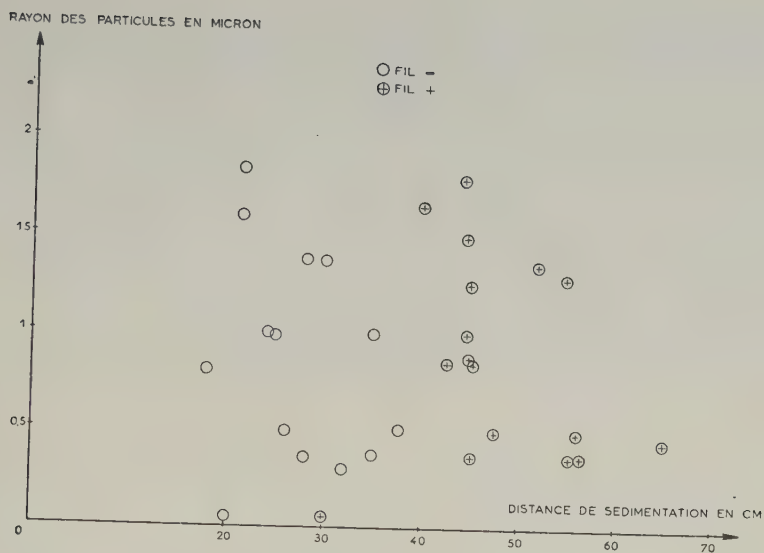


fig. 42

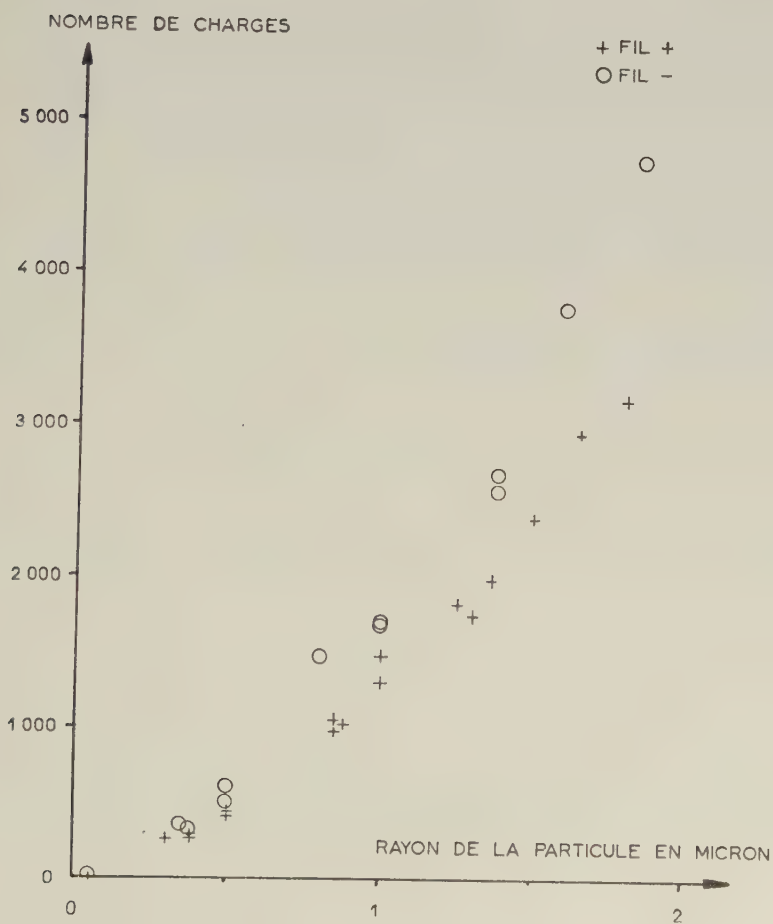


fig. 43

Les électrons, par suite du champ intense ne peuvent être supposés en équilibre thermique, et sont animés de vitesses très grandes.

Pour interpréter nos résultats, il est utile de rappeler le calcul de l'énergie limite d'un électron placé dans un champ électrique E.

Energie limite d'un électron placé dans un champ électrique E.

La formule de Langevin :

$$K = \frac{0,75 e \lambda}{m \bar{v}_1} \left\{ 1 + \frac{m_1}{m_2} \right\}^{1/2}$$

exprime en fonction de sa masse m_1 , de sa vitesse moyenne $\bar{v}_1$, et de son libre parcours moyen λ , la mobilité K d'un porteur de charge électrique e diffusant parmi les molécules gazeuses de masse m_2 . Compton a proposé à la place de la formule précédente la formule suivante :

$$K = \frac{0,85 e \lambda}{m_1 \bar{v}_1} \left\{ 1 + \frac{E_2 m_1}{E_1 m_2} \right\}^{1/2}$$

dont la supériorité est contestée par Loeb.

E_1 et E_2 représentant les énergies cinétiques moyennes des particules envisagées.

En une seconde, la distance moyenne parcourue dans la direction du champ E a pour valeur : KE.

Le nombre de chocs que subit la particule pendant ce temps est $\frac{\bar{v}_1}{\lambda}$

La progression apparente Δz de l'électron entre deux collisions à pour valeur :

$$\Delta z = \frac{K \cdot E}{\frac{v_1}{\lambda}}$$

Cravath donne la fraction f de l'énergie moyenne perdue par une particule de masse m_1 , d'énergie cinétique E_1 lors d'un choc avec une particule de masse m_2 et d'énergie cinétique E_2 .

$$f = 2,66 \cdot \frac{m_1 m_2}{\{m_1 + m_2\}^2} \left[1 - \frac{E_1}{E_2} \right]$$

Dans le cas des électrons : $f = 2,66 \, m_1/m_2$.

Par progression dans le champ E de la quantité dz, l'électron acquiert l'énergie $eE \, dz$ et cède en moyenne à chaque choc $f e U \frac{dz}{\Delta z}$ (U énergie cinétique de l'électron exprimée en électrons-volts). Le gain énergétique a pour valeur :

$$e \, dU = e E \cdot dz - f e U \frac{dz}{\Delta z}$$

D'où en remplaçant f et Δz par leurs valeurs respectives, on en déduit la relation

$$\frac{dU}{dz} = E - 5,32 \frac{m_1}{m_2 \lambda^2} \cdot \frac{U^2}{E}$$

L'intégration de cette équation en tenant compte des conditions initiales :

$$U=0 \qquad z = -\infty$$

et en posant :

$$l^2 = 5,32 \frac{m_1}{m_2} \frac{1}{\lambda^2}$$

s'écrit :

$$U = \frac{E}{l} \left\{ 1 + l z - 1 \right\}$$

L'énergie limite de l'électron a pour valeur :

$$U_L = \frac{E}{l}$$

$$\text{Si } E = 100 \text{ volts} \qquad U_{\text{limite}} = 0,415 \text{ e.v.}$$

La charge nette de la particule est obtenue en tenant compte de l'effet de charge par les électrons et de l'effet de charge par bombardement des ions positifs. La densité des électrons par rapport à celles

des ions est dans un rapport 100 environ. Par contre, la vitesse d'agitation est environ 10.000 fois plus grande. Donc, la charge de la particule n'évoluera toujours que négativement dans l'effet couronne.

Si on suppose que la charge est due au bombardement des électrons, les particules devraient toutes se fixer sur le fil quand la tension est positive. En fait, par suite de la pression électro-statique, les grains sont émis avec des fortes charges positives. Par conséquent, que le fil soit porté à un potentiel positif ou négatif, les particules sont collectées sur le cylindre précipitateur.

On peut admettre comme hypothèse simplificatrice, que la particule positive, repoussée par le fil amène avec elle une charge approximativement égale au produit de la densité superficielle électrique sur le fil par la section de la particule ;

La validité de cette hypothèse est assez difficile à contrôler. Si elle fournit bien le nombre de charges acquises sur le fil, elle ne donne par contre aucun renseignement sur la décharge éventuelle par traversée de l'effet couronne.

Pour une particule de rayon $a = 1\mu$, la charge acquise sur le fil est :

$$n = \frac{\sigma}{e} \cdot \pi \cdot a^2.$$

$$\sigma = \frac{V_0}{2 \log \frac{R_0}{r_0}} \cdot \frac{1}{\pi r_0} \quad : \text{densité superficielle de charge sur la surface du fil.}$$

$$\text{Si } V_0 = 45.800 \text{ volts}$$

$$R_0 = 10 \text{ cm}$$

$$r_0 = 0,1 \text{ cm}$$

$$n = \frac{26,4}{4,8} \cdot \pi \cdot 10^2 = 1730$$

La distance expérimentale de sédimentation suppose une charge d'environ 1700 e. L'expérience n'infirme donc pas a priori le principe d'une contre-émission.

Cependant, elle semble amener deux faits contradictoires :

1°) Pour un fil négatif, le bombardement électronique dans l'effet couronne fournirait à la particule une charge de l'ordre de 1700 e pendant le temps de séjour.

2°) Pour un fil positif, une particule traversant l'effet couronne avec une charge positive de 1730e ne subirait qu'un bombardement élec-

tronique négligeable alors que son temps de séjour serait de $\frac{1}{100}$ sec.

Il faut donc envisager dans le cas du fil porté à un potentiel positif un appauvrissement électronique très important dans l'effet couronne. Le problème concernant le fil positif qui met en cause les courants d'ions et d'électrons, les courants de particules chargées positivement et négativement paraît a priori très difficile à résoudre.

Deux explications sont possibles :

1°) Dans le cas d'un fil porté à un potentiel positif, les poussières créent un appauvrissement très important dans l'effet couronne.

2°) Dans le cas d'un fil porté à un potentiel positif, la densité des charges négatives dans l'effet couronne est due en partie à des ions négatifs O_2^- , contrairement à ce qui se passe dans le cas d'une couronne négative. Leur participation à la décharge des poussières positives en provenance du fil est peu importante.

Ces deux phénomènes peuvent jouer simultanément.

Résultats expérimentaux concernant les particules de forme ellipsoïdale et cylindrique

Les particules obtenues par les différentes méthodes exposées au chapitre IV sont de forme approximativement sphérique. Il est difficile d'obtenir des particules de forme ellipsoïdale ou cylindrique. Cuer a montré que certains oxydes, obtenus par décomposition de chlorures métalliques dans la flamme d'un chalumeau ont des formes polygonales. La combustion du magnésium dans l'oxygène donne des grains de forme cubique et assez homogènes. Aucune recherche, à notre connaissance, concernant l'étude des trajectoires de particules non sphériques de dimension inférieure à 10 microns, dans les champs ionisés, n'a été entreprise à ce jour. Nous avons pensé utiliser comme particules de forme ellipsoïdale ou cylindrique des micro-organismes. L'application des champs électriques à la capture d'aérosols bactériens, a fait l'objet de nombreuses recherches. Berry [58], Hollander et Della Valle [59], Luckiesh, Taylor et Holladay [60], Maisonnnet [61] ont combiné les effets de la rétention par choc et de la sédimentation électro-statique.

Le principe de fonctionnement de ces appareils n'a fait l'objet d'aucune étude théorique, les différents auteurs s'attachant essentiellement à comparer l'efficacité de leur filtre à celle des appareils précédemment construits. Récemment Houwink et Rolvink [62] ont construit un filtre type Cottrell schématisé sur la figure (44). Le tube précipitateur est constitué d'un cylindre de verre relié à la terre, de diamètre $\varnothing = 0,17$ m de longueur, $L = 0,40$ m, dont la surface est recouverte de façon stérile de gelose nutritive. Chaque micro-organisme qui a précipité sur la gelose sous l'effet du champ électrique créé par une électrode de diamètre 2 mm, placée dans l'axe du cylindre, donne naissance au bout d'un temps variable, à une colonie visible à l'œil nu de forme géométrique caractéristique. Le décompte des colonies en fonction de la

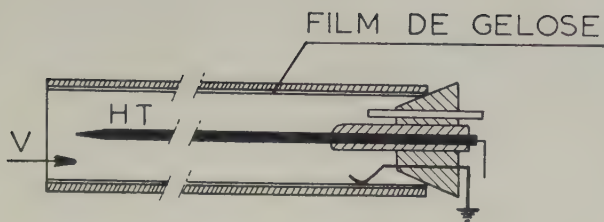


fig. 44

distance de sédimentation permet de connaître le nombre de bactéries précipitées, susceptibles de se multiplier. En disposant de deux appareils identiques Houwink et Rolvink, déterminent l'efficacité d'un filtre, et par application de la formule de Deutsch, en déduisent le nombre moyen de charges acquises par cette bactérie. Les auteurs précités trouvent une efficacité identique pour une tension appliquée positive variant de 5 à 9 kV, ce qui est probablement dû au fait que l'espace n'est pas suffisamment ionisé. Le nombre de charges calculé est 10 fois plus grand que ne le prévoit la théorie pour la région de champ constant. On peut expliquer cette anomalie par les effets du champ électrique intense au voisinage de la pointe de l'électrode centrale.

A. — MATERIEL ET METHODE

1°) Micro-organismes utilisés.

Nous avons étudié le comportement dans les champs électriques intenses, de bactéries, levures et spores de champignons. Les micro-organismes ont été choisis en fonction :

- 1°) de leur forme géométrique,
- 2°) de leur homogénéité au point de vue dimensions,
- 3°) de leur intérêt au point de vue biologique.

Le tableau 7 rend compte des micro-organismes utilisés et de leurs dimensions.

TABLEAU 7

	a_{micron}	b_{micron}
<i>Candida albicans</i>	1,2	1,2
<i>Schizophyllum commune</i> *	1,5	0,75
Levure Ly 388*	3	1,6
Levure Ly 388*	2	1,6
<i>Debaryomyces castellii</i> *	1,5	0,75

* Souches aimablement fournies par le laboratoire de biologie végétale de la Faculté des Sciences de Lyon.

<i>Sarcina flava</i>	0,5	0,5
<i>Staphylococcus aureus</i>	0,6	0,6
<i>Brucella suis</i>	0,1	0,4
<i>Bacillus megaterium</i> (souche Northrop)	2	0,6
<i>Bacillus cereus</i>	1,6	0,5
<i>Bacillus pumilus</i>	1,6	0,3
<i>Bacillus sphaericus</i>	1,2	0,4
<i>Bacillus laterosporus</i>	1,2	0,28
<i>Bacillus brevis</i>	1	0,2
<i>Proteus rettgeri</i>	0,8	0,24
<i>Serratia marcescens</i>	0,8	0,24
<i>Klebsiella pneumoniae</i>	1,5	0,9

Les germes sont assimilés à des ellipsoïdes de révolution allongés de demi axes principaux a et b ($a > b$).

Les dimensions de *Brucella suis*, ont été mesurées au microscope électronique.

Les figures (45), (46) représentent les répartitions granulométriques de deux microbes: *Proteus rettgeri* et *Bacillus mégaterium* (souche

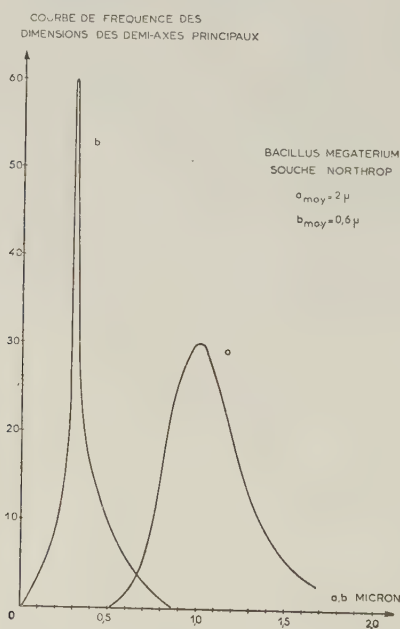


fig. 45

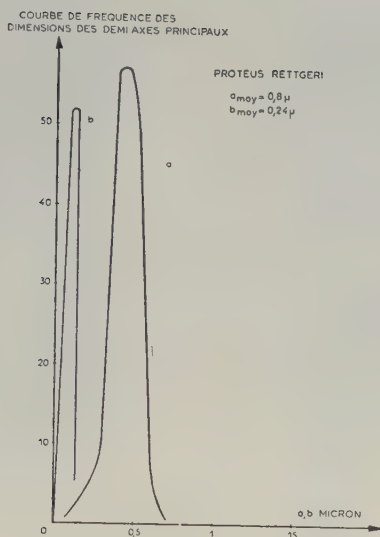


fig. 46

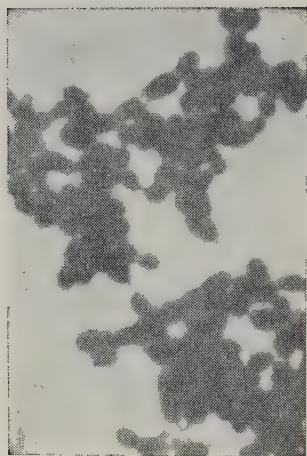
northrop). La photo (47) représente les différents micro-organismes après coloration par la méthode de Gram.

Dans le cas où les microbes sont de forme non sphérique, on doit utiliser pour chaque manipulation des cultures jeunes de moins de 24 heures afin d'éviter la sporulation. Une coloration suivant la méthode de Gram est faite juste avant chaque expérience de façon à contrôler l'homogénéité de la suspension à pulvériser. Dans le cas de germes à capsule, nous avons utilisé la méthode de coloration à l'encre de Chine

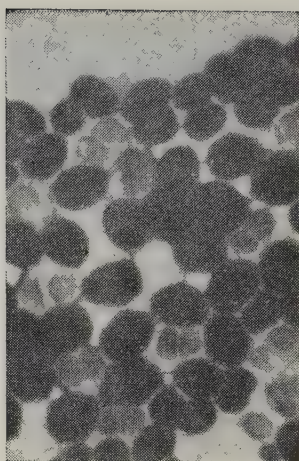
La suspension est diluée dans de l'eau distillée de telle sorte que la concentration en micro-organismes soit inférieure à 10^8 germes/cc. Dans le cas particulier de *Sarcina flava*, qui a tendance à se mettre sous forme de tétrade, on a utilisé des cultures en milieu agité.

2°) Génération d'aérosols.

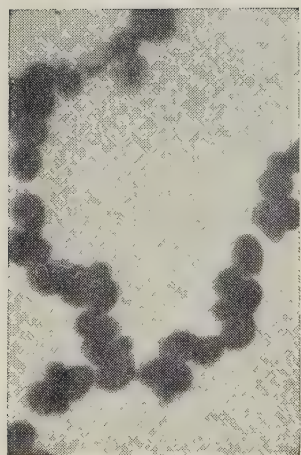
Il est indispensable que l'aérosol soit constitué de micro-organismes monodispersés, non entourés d'eau. Dans ce but, nous avons utilisé un générateur de type « Collison ». La pulvérisation est réglée de telle manière que les particules injectées dans le filtre soient sèches. L'air à la sortie de la micro-buse du pulvérisateur ne doit pas être saturé d'eau, pour que les gouttelettes produites par micronisation du liquide puissent s'évaporer en un temps très court, de l'ordre de 1/10 sec.



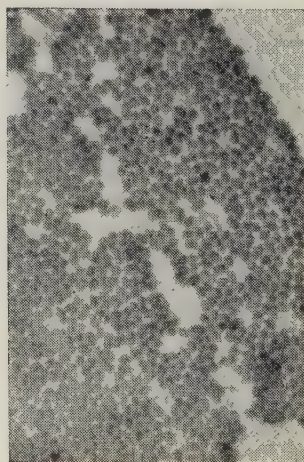
Levure *Debaryomyces castellii*



Levure Ly 388

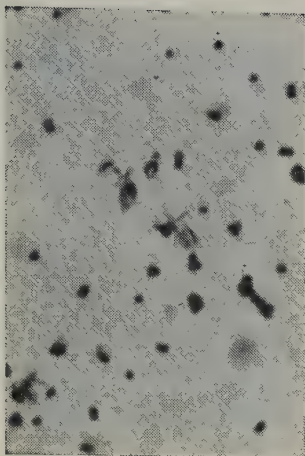


Levure Ly 398

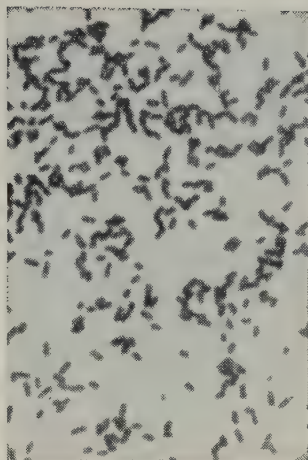


Klebsiella pneumoniae

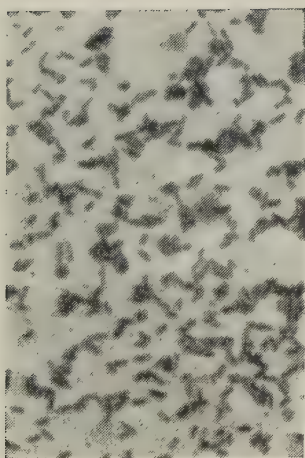
fig. 47 a - G = 1250



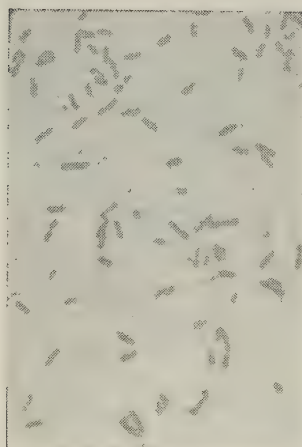
Staphylococcus aureus



Serratia marcescens

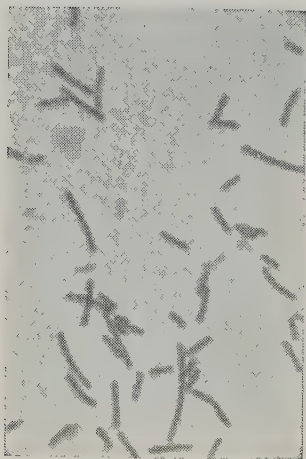


Proteus rettgeri

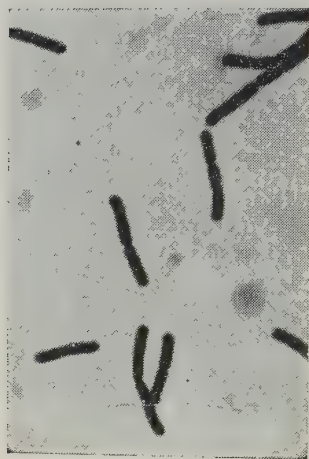


B. laterosporus

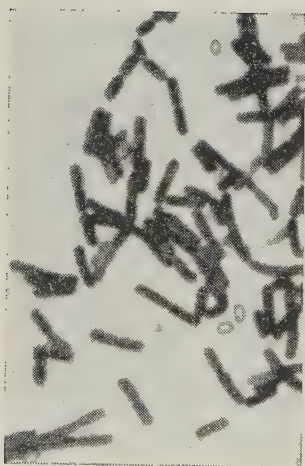
fig. 47 b - G = 1250



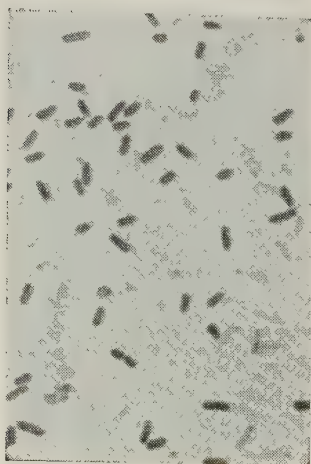
B. pumilus



B. megaterium
(Souche northrop)



B. cereus



B. sphaericus

fig. 47 c - G = 1250

Dans nos conditions :

- Débit d'air $1\text{ m}^3/\text{heure}$
- Débit de liquide $8\text{ cc}/\text{heure}$
- Vitesse de l'air à la sortie de la buse du pulvérisateur :
 $V_a = 200\text{ m}/\text{sec.}$
- Diamètre de la buse du pulvérisateur : $2/10\text{ mm}$
- Concentration des germes, inférieure à $10^8/\text{cc.}$

La formule de Nukiyama et Tanasawa permet de calculer le diamètre moyen des gouttelettes formées

$$\varnothing = 25\text{ }\mu$$

Le nombre de micro-organismes contenus dans une goutte d'eau est donc :

$$\frac{4}{3} \pi \left(\frac{1}{8} 10^{-2} \right)^3 \cdot 10^8 = 0,817$$

Il n'y a donc qu'un micro-organisme en moyenne par goutte. Les temps d'évaporation calculés à partir de la formule de Langmuir [48]

étant inférieurs à $\frac{1}{10}$ sec, l'aérosol à la sortie de l'injecteur est donc

constitué de particules en majorité isolées et sèches. Nous avons vérifié expérimentalement l'absence d'eau autour des micro-organismes par impact de l'aérosol animé d'une grande vitesse sur un film de vaseline. Un examen en contraste de phase au microscope optique permet de distinguer les gouttelettes d'eau des particules isolées. L'inconvénient de ce procédé est de fournir une image incorrecte de la granulométrie de l'aérosol, les organismes étant d'autant moins retenus que leurs dimensions sont plus petites. Dans ce but, nous avons modifié la méthode d'Owens [63] en la combinant à celle de Brun et Pauthenier [64], cette dernière consistant à précipiter l'aérosol sur un film d'huile par action d'un champ électrique intense.

3°) Collecteur des micro-organismes.

Afin de déterminer le point d'impact moyen des bactéries, on dispose bout à bout sur la génératrice de précipitation des lames de verre de longueur 1 m, de largeur 0,02 m et d'épaisseur 1,5 mm. Ces lames sont recouvertes sous ultra-violet d'un film de gelose nutritive (dans le cas de bactéries : gelose tryptose Difco, dans le cas de levures : milieu de gelose tryptose glucosé, hydrolysât de caséine, dans le cas de spores de champignons : milieu de Hagen).

Après chaque expérience, ces lames sont placées dans des tubes de verre stérile de 1,20 m de long, et de diamètre 0,04 m et portées à l'étuve à 37°C pendant 48 heures dans le cas de bactéries ou laissées à la température du laboratoire dans le cas de levures et de spores de

champignons. On compte ensuite le nombre de colonies développées à la distance z du point d'injection et l'on en déduit le point d'impact le plus probable en déterminant la distance à laquelle s'est déposé le maximum de micro-organismes.

B. — RESULTATS EXPERIMENTAUX

a) Injection en dehors de la zone d'effet « couronne ».

L'aérosol bactérien obtenu à l'aide d'un générateur Collison est injecté dans le tube précipitateur à l'aide d'une buse de verre de diamètre intérieur 2 mm, placée parallèlement à l'axe du cylindre. Nous avons fixé la distance de la buse au fil à 3,6 cm. La tension appliquée est soit positive, soit négative et égale à 45.800 volts de façon à utiliser les résultats de l'analyse théorique. La vitesse moyenne de l'air à l'intérieur du tube, pour des raisons analogues à celles exposées au chapitre V, peut varier d'une expérience à l'autre entre 1 m/sec et 3 m/sec. Nous avons vérifié par examen au microscope optique, en contraste de phase, que les particules sédimentées sont constituées de micro-organismes isolés et non entourés d'eau, en remplaçant sur la lame de verre le milieu nutritif par un film d'huile.

Le temps de chaque manipulation varie de 1/2 minute à 1 minute pour les cocci et certains bacilles résistant particulièrement au champ électrique et de 3 à 5 minutes pour les autres bacilles, levures et spores de champignons. Le nombre de colonies décomptées est de l'ordre de 2.000 à 3.000 pour chaque manipulation. Sur les figures (48), (49),

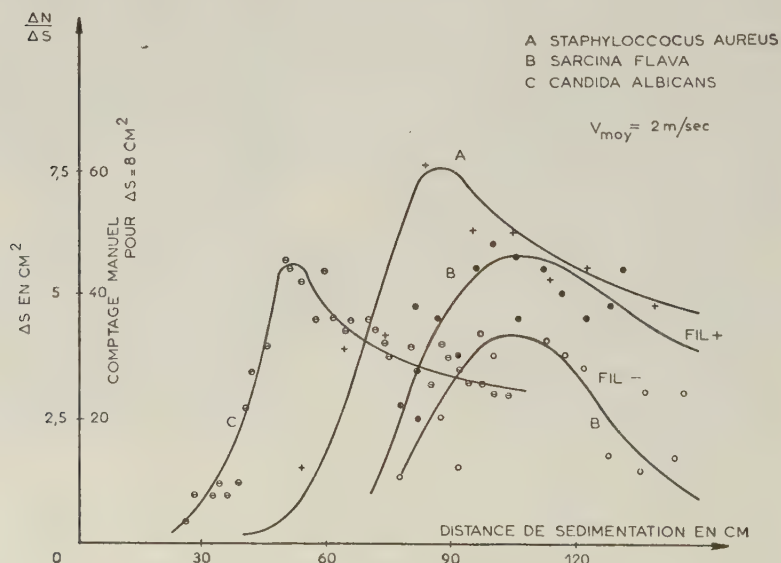


fig. 48

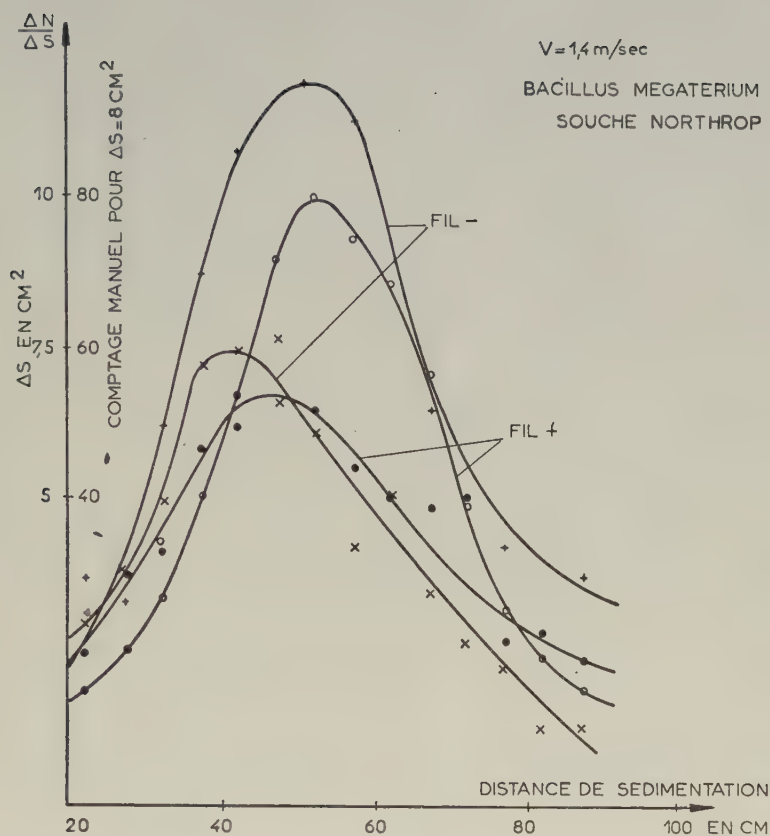


fig. 49

on a représenté la courbe de répartition du nombre de colonies déposées à la distance z en fonction de la distance de sédimentation. L'allure de ces courbes est dissymétrique et semblable à celle obtenue pour les particules solides. La dispersion est cependant plus grande que dans le cas des poussières, ce qui est dû au fait que les bactéries ne sont pas toutes de mêmes dimensions. On a porté sur les figures (50), (51), (52) la distance de sédimentation, la vitesse radiale et le nombre de charges acquises pour une vitesse moyenne de l'air de 2 m/sec et un champ $E = 12 \text{ u.e.s. c.g.s}$

Les résultats obtenus pour des germes de forme sphérique sont en bon accord avec la théorie en tenant compte des deux mécanismes de charge. Pour des particules non sphériques, et de dimensions supérieures au libre parcours moyen des molécules, les résultats expérimentaux peuvent être interprétés à l'aide de la théorie assimilant les particules à des éllipsoïdes de révolution allongés et en ne tenant compte que du

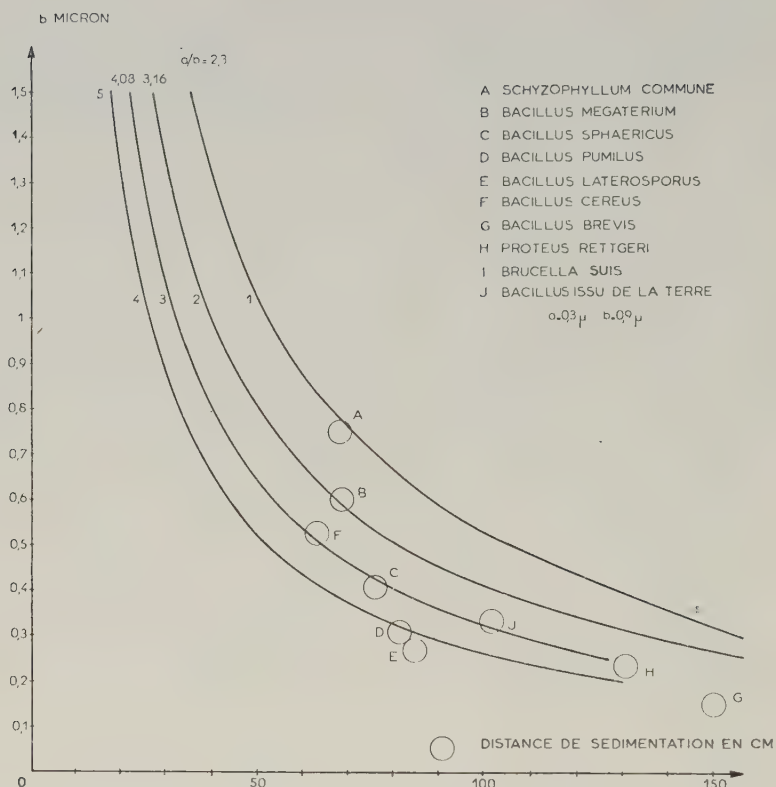


fig. 50

bombardement ionique. Pour des micro-organismes de dimensions du libre parcours moyen des molécules (*Brucella suis*, *Bacillus brevis*, *Proteus rettgeri*), on observe une distance de sédimentation plus courte que ne le prévoit la théorie précédente.

Cela signifie que l'on ne peut négliger dans ce cas la charge acquise par diffusion thermique.

On remarque que le nombre de charges calculé expérimentalement peut se mettre sous la forme simple approchée :

$$n = \frac{2 \ell d}{e} \cdot E$$

ℓ , d : dimensions extrêmes des particules.

(à rapprocher de l'étude théorique de la page (19) relative à des bâtonnets cylindriques).

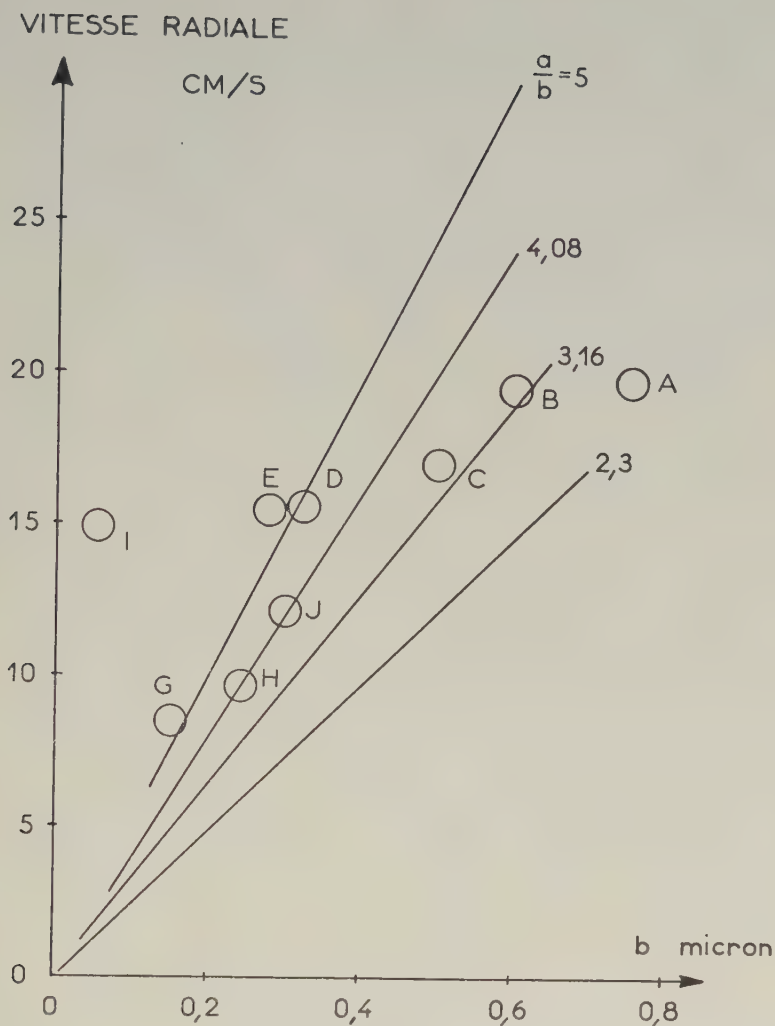


fig. 51

Le nombre de charges par unité de surface pour des particules cylindriques est :

$$n_s = \frac{1}{e} \frac{2 \ell_d E}{\pi d \ell + \pi \frac{d^2}{4}} = 0,32 \frac{E}{e}$$

Pour des particules sphériques :

$$n_s = \frac{1}{e} \frac{3 E a^2}{4 \pi a^2} = 0,24 \frac{E}{e}$$

NOMBRE DE CHARGES JUSTE AVANT L'IMPACT

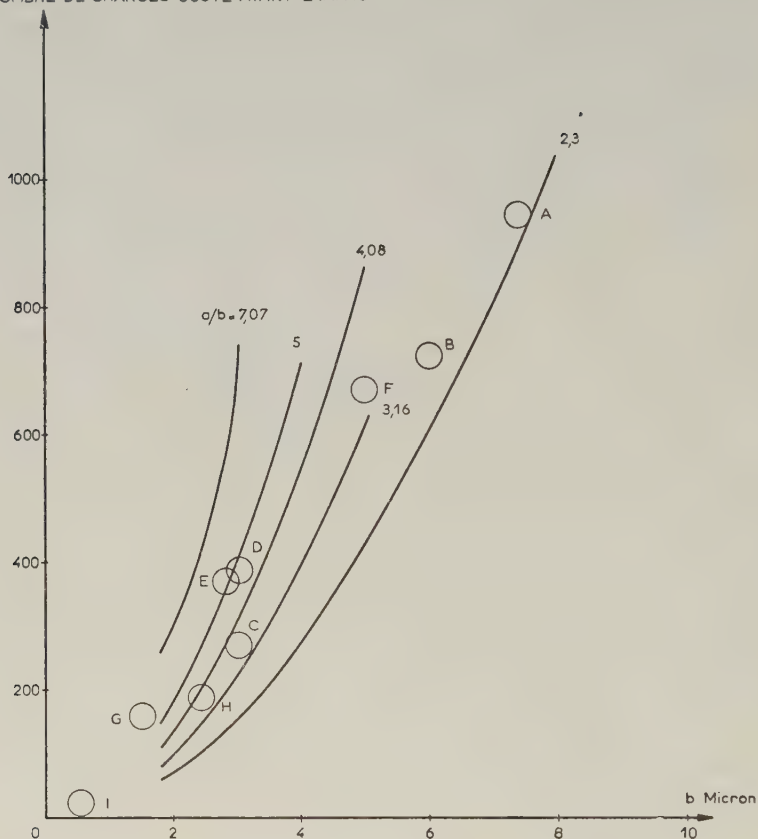


fig. 52

Le nombre de charges acquises par une particule de forme cylindrique par unité de surface est donc plus grand que dans le cas de la sphère. Ce résultat est à rapprocher de celui de Smith [65] qui a déterminé la charge acquise dans un champ électrique, pour des particules de forme cylindrique de dimensions :

$$l = 5 \text{ mm}; \quad d = 2 \text{ mm}$$

b) Injection dans la zone d'effet « couronne ».

Nous avons également injecté les micro-organismes au voisinage immédiat du fil à l'aide d'une buse coaxiale à l'électrode centrale et de rayon intérieur 2 mm. Les fig. (53), (54) traduisent les courbes de répartition dans le cas de micro-organismes de forme sphérique ou ellipsoïdale.

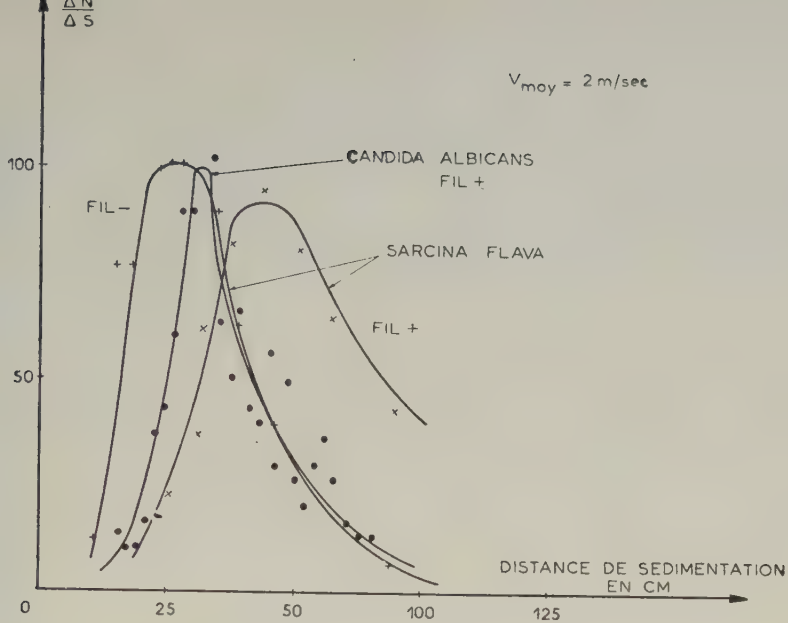


fig. 53

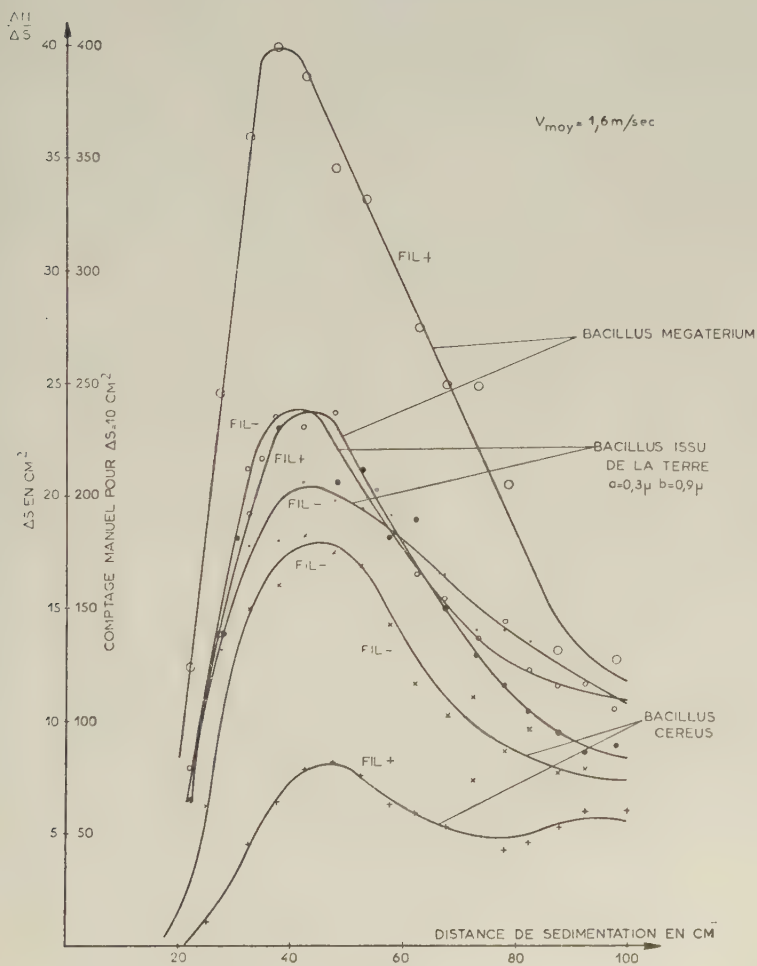


fig. 54

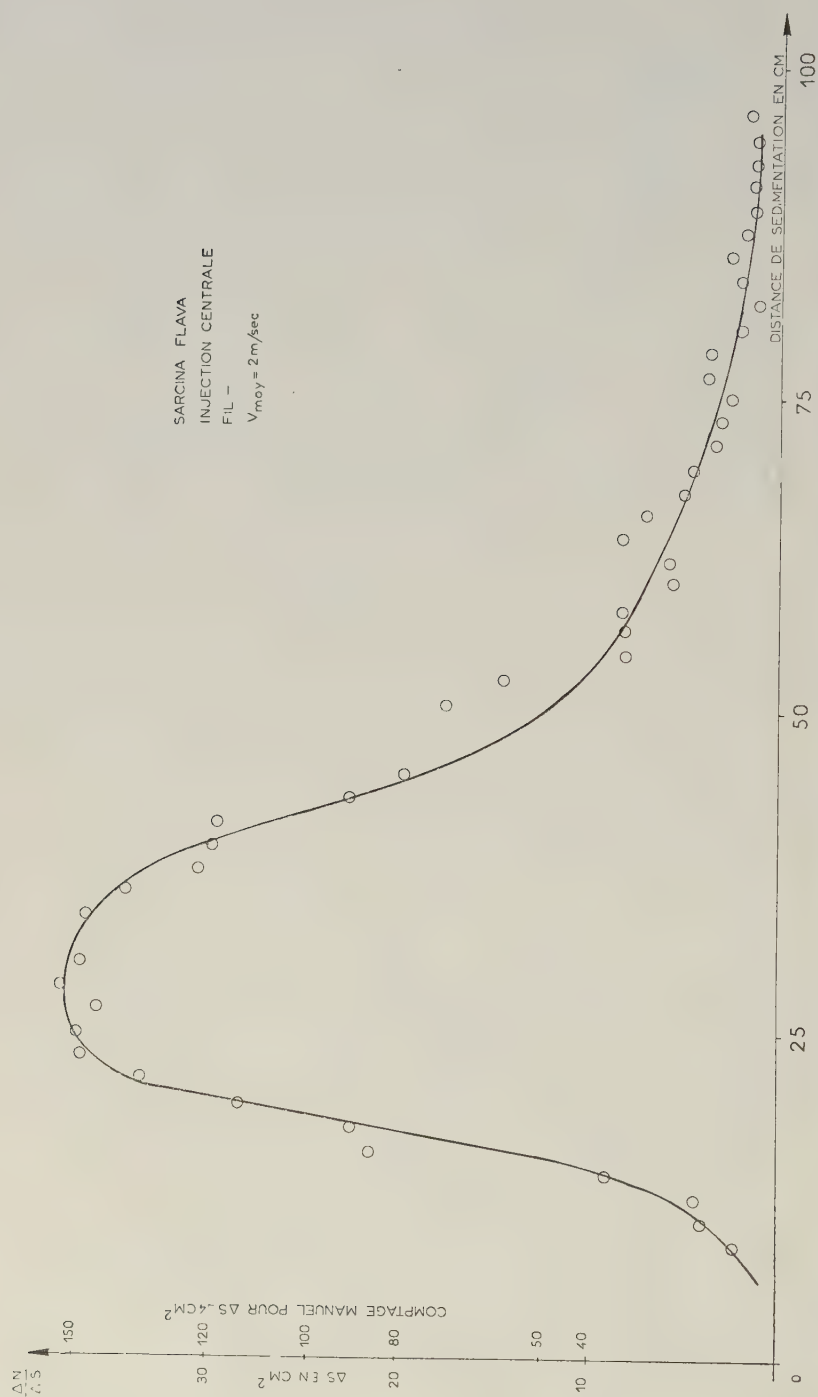


fig. 55

On a porté sur la fig. (55). la courbe de répartition et une photographie des micro-organismes (*Sarcina flava*) à même échelle d'abscisses. On observe une différence de la distance de sédimentation suivant la polarité du fil dans le cas des micro-organismes sphériques. Pour les particules de forme ellipsoïde, on n'observe aux erreurs d'expérience près, aucune différence dans la distance de sédimentation avec le sens du champ appliqué.

c) Influence de l'ozone et des ions.

On admet généralement que les microbes sont particulièrement sensibles aux effets de l'ozone et des ions négatifs [66]. Dans ce but, nous avons calculé le rapport du nombre de micro-organismes après passage dans le champ électrique au nombre de micro-organismes pulvérisés dans le cas où l'injection est centrale. Ce rapport est facile à calculer, l'écoulement étant à symétrie axiale.

Nous avons déterminé la concentration d'ozone au voisinage immédiat du fil et à la distance de 3,6 cm de celui-ci, pour une tension appliquée au fil positive ou négative en absorbant directement l'ozone dans une solution neutre d'iodure de Potassium. L'iode libérée stoechiométriquement est dosée par la méthode classique au thiosulfate. Au voisinage immédiat du fil, pour une tension appliquée de 45.800 volts, la teneur en ozone est de l'ordre de 1/10 p.p.m, pour une tension positive égale, la concentration est dix fois plus faible environ. A la distance de 3,6 cm du fil, elle est négligeable.

Afin d'étudier le pourcentage de microbes tués en fonction du sens du champ électrique, nous avons injecté, à quelques minutes d'intervalle, pendant le même temps, pour une même vitesse de l'air, un nombre de germes identiques, la tension étant positive dans une expérience et négative dans l'autre. Le nombre de micro-organismes injectés est calculé par étalement de la solution à pulvériser, préalablement diluée, sur une boîte de Petri stérile recouverte d'un film de gelose. Le nombre de colonies développées sur chaque boîte est de l'ordre de 200 à 400. Nous n'avons observé pratiquement aucune différence suivant le signe de la tension : figures (56), (57). Les micro-organismes ne sont donc pas plus sensibles aux ions positifs qu'aux ions négatifs contrairement à ce qui est admis généralement [67]. Le temps de passage dans la zone où la concentration d'ozone est importante étant inférieur à 1/10 sec, il semble normal que l'ozone ne présente pas d'effet de toxicité. Dans le cas où l'injection n'est pas centrale, on n'observe de même, aux erreurs de manipulation près, aucune différence suivant le signe de la tension appliquée au fil.

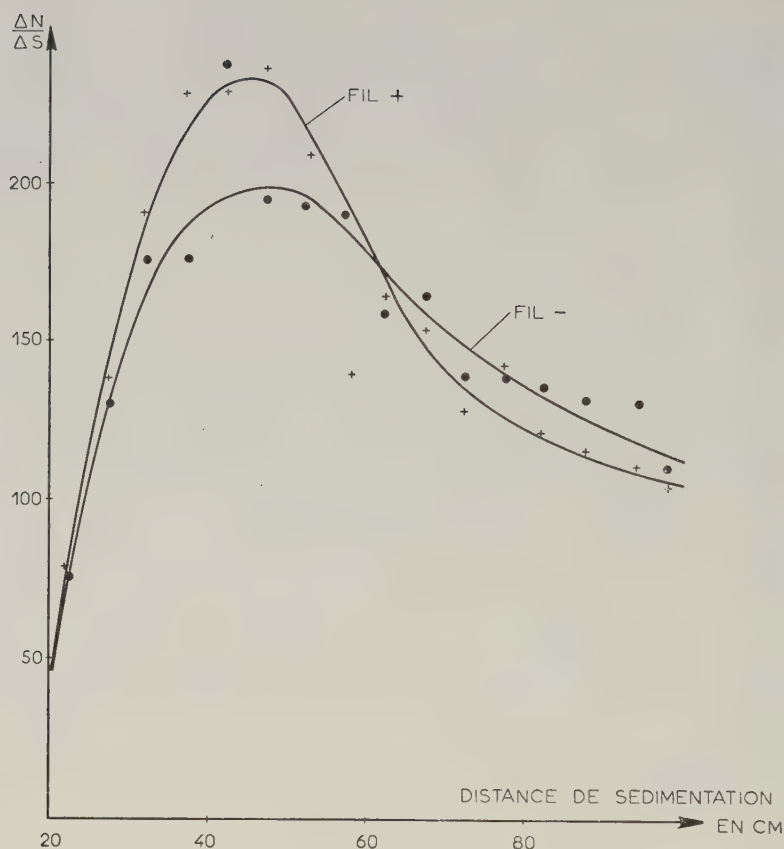


fig. 56

Bacillus issu de la terre

$$a = 0,9\mu \quad ; \quad b = 0,3\mu$$

$V = 1,6$ m/sec. Injection centrale $V_m = 1,6$ m/sec.

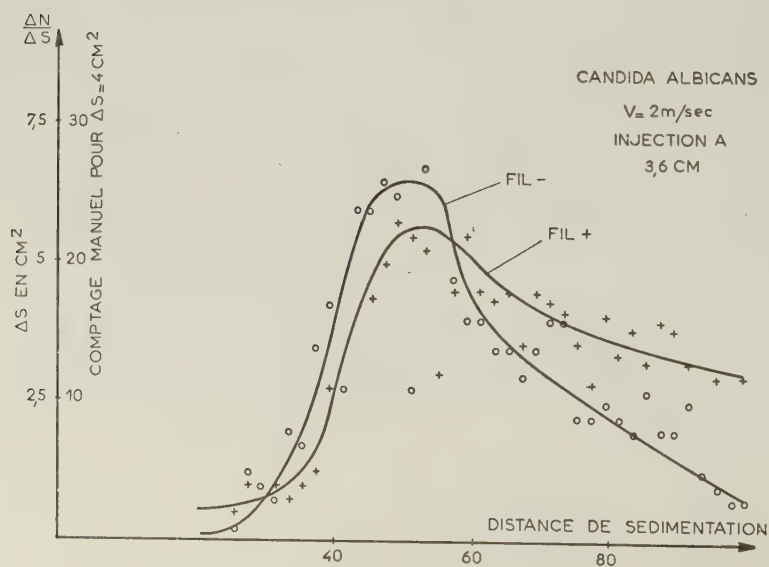


fig. 57

Dans le cas de bactéries de forme approximativement sphérique, le pourcentage des micro-organismes donnant naissance à une colonie après passage dans le champ électrique est de 100 % environ. Ceci confirme les observations de Houwink et Rolvink et de Morris et Collaborateurs [68] qui ont étudié uniquement le comportement de bactéries sporulées dans les champs électriques. Pour les levures et les spores de champignons étudiées par nous-mêmes, le pourcentage de microbes viables est faible, de l'ordre de 1/100. Pour des bactéries de forme allongées, il est de l'ordre de 1/100 à 1/1.000. Pour le *Bacillus brevis*, on obtient un rendement de l'ordre de 1/10.000. Dans le cas de *Klebsiella pneumoniae* (germe capsule), de *Serratia marcescens*, de *Pseudomonas fluorescens* et de *Bacillus pumilus*, le rendement est de l'ordre de celui des bactéries de forme sphérique c'est-à-dire 100 % environ.

La résistance des micro-organismes dépend donc non seulement de leur forme géométrique, mais également de la nature de leur paroi. Il semble que l'action des champs électriques ne soit pas superficielle.

Certains auteurs ont également signalé la résistance de *Serratia marcescens* et *Pseudomonas fluorescens* à des facteurs secondaires comme l'ultra-violet.

Résumé et conclusion

Après un bref rappel des caractéristiques du champ électrique qui règne dans un dispositif de « décharge froide » entre cylindre et fil, nous avons abordé le problème de la charge de particules sphériques, bâtonnets et ellipsoïdes dans le champ mono-ionisé compris entre le cylindre collecteur et la zone d'effet couronne.

L'analyse théorique rigoureuse n'a pu être menée à bien que pour des particules sphériques de toutes dimensions, et pour des modèles non sphériques de dimensions supérieures au micron.

La caractéristique la plus importante du dépoussiéreur expérimental utilisé réside dans la possibilité de faire varier la distance d'injection des poussières entre le fil et le collecteur et de connaître avec une grande précision l'origine des trajectoires. Nous avons ainsi pu comparer les distances de sédimentation expérimentales et théoriques obtenues avec divers aérosols : oxyde de titane, acide stéarique, résine, bactéries, levures, spores de champignons.

Le maximum de la distance de sédimentation, pour des particules de rayon 1.000 Å, prévue par la théorie est effectivement observé et étayé par un grand nombre de points expérimentaux.

Pour la première fois a été abordé le problème très délicat de la charge des particules dans une zone couronne positive ou négative. On constate que la charge acquise dans ces conditions est bien plus grande que dans le champ mono-ionisé. On ne connaît malheureusement pas assez la structure physique de la décharge couronne pour déterminer théoriquement la loi de charge.

L'étude concernant les micro-organismes vivants n'avait jusqu'ici jamais été abordée. Elle présente deux centres d'intérêt :

- 1°) La rétention des bactéries soit en vue de l'assainissement d'un air pollué, soit en vue d'un échantillonnage pour la caractérisation ultérieure est appelée à un développement rapide dans le contexte de la dépollution atmosphérique.

2°) La mise en œuvre de suspensions bactériennes est susceptible d'apporter une plus grande souplesse dans la détermination précise du rendement des dépoussiéreurs industriels. En choisissant une bactérie suffisamment résistante eu égard aux conditions expérimentales, il est possible, par la technique de la culture d'un échantillon, de déterminer avec une grande précision et sur des concentrations très faibles les rendements des appareils.

Bibliographie

- 1 HOHLFELD, M. Kastners' Archiv für die gesammte Naturlehre, 1824 - **3** - 205.
- LODGE, O. Nature, 1883 - **28** - 297.
- 2 COTTRELL, F.C., Ind. and Eng. Chem., 1911 - **3** - 542.
- 3 ROHMANN, Zeits. für Phys., 1923 - **17** - 253.
- 4 CHALLANDE, Thèse Paris, 1955.
- 5 COCHET R., Colloque sur la physique des forces électro-statiques et leurs applications, 1960 - 380.
- 6 LIPSCOMB, T.R., RUBIN et STURDIVANT, J. of Appl. Phys., 1947 **18** - 72.
- 7 HEWITT. A.I.E.E., Transactions, 1957 - **76** - 340.
- 8 LOEB L.B., Fundamental processes of electrical Discharge in gases, 1939.
- 9 MEEK J.M. et CRAGGS J.D., Electrical Breakdown of gases, 1953.
- 10 DUPUY J., Rev. générale de l'Electricité, 1958 - **67** - 85.
- 11 DUPUY J., Thèse, Paris 1956.
- 12 TRICHEL, Physical Reviews, 1938 - **54** - 1078; 1939 **55** - 382.
- 13 KAPTZOV, Elektrische Vorgänge in gasen and in vacuum, 1955.
- 14 TOWNSEND, Phil. Mag., 1914 - **28** - 83.
- 15 PEEK, Dielectric phenomena in high voltage engineering, 1929.
- 16 PAUTHENIER et MALLARD, C.R. Ac. Sci., 1929 - **21** - 843.
- 17 PAUTHENIER et CHALLANDE, C.R. Ac. Sci., 1952 - **235** - 28.
- 18 PAUTHENIER et MOREAU-HANOT, C.R. Ac. Sci., 1931 - **193** - 1068.
- Journal de physique, 1932 - **3** - 590.
- 19 DURAND, Cours d'électro-statique et d'électro-magnétisme.
- DUPUY, Rev. générale de l'Electricité, 1958 - **67** - 85.
- 20 KENNARD, Kinetic theory of gases, 1938.
- 21 NATANSON, Zhurnal. Tech. Fiziki, 1960, N° 5 - **30** - 573.
- 22 MURPHY A.T., ADLER F.T., PENNEY G.W., A.I.E.E., Transactions 1959 - **44** - 318.
- 23 ARENDT et KALLMANN, Zeitschrift für Physik, 1925 - **35** - 1121.
- 24 WHITE H.J., A.I.E.E., Transactions, 1951 - **76** - 1186.

- 25 BRUN E., CARON R., VASSEUR M., Introduction à la mécanique des suspensions.
G.R.A., Rapport technique n° 15, 1945.
- 26 CUNNINGHAM, Proc. Roy. Soc., 1910 - **83** - 357.
- 27 DAVIES C., Trans. Ins. Chem. Engrs, 1947 **25** - 25.
Proced Phys. Soc., 1945 - **57** - 259.
- 28 POHL F., Beih. Bot. Zbl. Abt A, 1937 - **57** - 112.
- 29 FALCK, Ber Dtsch Bot. Gest., 1927 - **45** - 262.
- 30 Mc CUBBIN, Phytopathology, 1944 - **34** - 230.
- 31 BOIDO B. et PERSONOZ B., C.R., Ac. Sci., 1946 - **223** - 669.
- 32 GOLDSTEIN, Modern developments in fluids dynamics, 1939.
- 33 CUER, Thèse Ing.-Docteur, Lyon 1960.
- 34 LONG, Thèse Ing.-Docteur, Lyon 1964.
- 35 SINCLAIR D. et LA MER V.K., Chemical Reviews, 1949 - **44** - 245.
- 36 WILSON I. et LA MER V.K., The journal of industrial Hygiene et toxicology, 1948 n° 5 - **30** - 265.
- 37 MOVILLIAT P., Thèse C.N.A.M., 1959.
- 38 MOVILLIAT P., Annals of occupational Hygiene, 1962 n° 3 et **4** - 274.
- 39 KLING, Journée des gaz et matériaux. I.C.F.C.E. - 28.
- 40 MAY K.R., J. Appl. Physics, 1949 - **20** - 932.
- 41 WALTON W.H. et PREWETT W.L., Proc. Phys. Soc., 1949 - **623** - 341
- 42 MUROMCHTEV C.N. et NENACHEV B., J. microb. epid. immunologie, 1960 - **5** - 50.
- 43 WUERKER R.F., SHELTON H. et LANGMUIR R.V., J. Appl. Phys., 1959 - **30** - 342.
- 44 O'KONSKI T. et DOYLE G.J., Analytical Chemistry, Vol 27, n° 5, 1955 - 694
- 45 LUCKERT, Chemiker Zeitung, Dtsch, 1961 - **85** - 59.
- 46 STERN, BAUMSTARK, SCHEKMAN J., Appl. Phys., 1959 - **30** - 370
- 47 NIKUYAMA S. et TANASAWA Y., Trans. Soc. Mech. Eng. (Japan), 1938 - **5** - 86, 1939 - **6** D.7.
- 48 LANGMUIR, Phys. Rev., 1918 - **12** - 368.
- 49 SHAPIRO, The Dynamic and thermodynamics of compressible flow, 1953.
- 50 GALTON F. et Mc ALISTER D., Proc. Roy. Soc., 1879 - **29** - 365.
- 51 HATCH TH., FRANKLIN J., Inst., 1933 - **215** - 27.
- 52 DEUTSCH W., Zeitschrift für Techn. Physik, 1925 - **6** - 423.
- 53 ARENDT et KALLMAN, Annalen der Physik, 1922 - **68** - 335
- 54 LADENBURG, Annalen der Physik, 1930 - **4** - 863 - 897.
- 55 SCHWEITZER, Annalen der Physik, 1930 - **4** - 33.
- 56 LIPSCOMB W.N., RUBIN T.R. et STURDIVANT, J. Appl. Phys., 1947 - **18** - 72.
- 57 PENNEY G.W. et LUNCH R.D., A.I.I.E., transactions, 1957 - **57** - 294.

- 58 BERRY C.M., Publ. Health Rep. 56, 1941 - **17** - 2044.
- 59 HOLLAENDER et DELLA VALLE J.M., Publ. Health Rep., 1939 - **54** - 574.
- 60 LUCKIESCH M., TAYLOR A.H. et HOLLADAY L.L., J. Bact. 1946 - **52** - 55.
- 61 MAISONNET, Thèse médecine, Paris 1955.
- 62 HOUWINK E.H. et ROLVINK W., J. Hyg. Camb., 1957 - **55** - 544.
- 63 OWENS J.S., Proc. Roy. Soc. A, 1922 - **101** - 18.
- 64 BRUN et PAUTHENIER, La Météorologie 1943, **43 - 44 - 45** - p. 70.
- 65 SMITH P.L. et PENNEY G.W., A.I.I.E., Transactions, 1961 - **55** - 340.
- 66 JUKOVA, Microbiologie U.R.S.S., 1963 - **32** - 362.
- 67 ELFORD W.J. et VAN der ENDE J., J. of Hygiene 1942 - **42** - 240.
- 68 MORRIS E.J., DARLOW H.M., PEEL J.F.H. et WRIGHT W.C., J. Hyg. Camb. 1961 - **59** - 487

Table des matières

Avant-propos	9
Introduction	10

CHAPITRE I

ETUDE SOMMAIRE DU CHAMP CYLINDRIQUE MONO-IONISE :

1°) Effet couronne	11
a) Couronne négative	11
b) Couronne positive	12
2°) Etude du champ	13
a) Champ au voisinage du fil	13
b) Etude du champ en dehors de la « zone couronne »	13

CHAPITRE II

I. — LOI DE CHARGE DE PARTICULES CONDUCTRICES DE DIMENSIONS SUPERIEURES AU MICRON

A) Charge prise par une particule de rayon a placée dans un champ E_0	16
B) Charge limite acquise par une particule de forme cylindrique dans un champ électrique E_0 perpendiculaire à son axe	19
C) Charge limite d'un ellipsoïde allongé de révolution placé dans le champ E_0	21

II. — LOI DE CHARGE DES PARTICULES SUB-MICROMIQUES

A) Equations générales	24
B) Hypothèses simplificatrices	26

CHAPITRE III

DETERMINATION DE LA TRAJECTOIRE THEORIQUE D'UNE PARTICULE

1°) Position du problème	30
2°) Calcul des forces dues à la résistance de l'air	31
3°) Hypothèses simplificatrices	36
4°) Etude théorique de la trajectoire	36
a) Particules de forme sphériques	38
b) Particules ellipsoïdales et cylindriques	45

CHAPITRE IV

PRODUCTION DES POUSSIÈRES

1°) Condensation de vapeur sursaturée sur des noyaux de condensation	48
2°) Réactions chimiques	53
3°) Micronisation des liquides	53
4°) Pulvérisation d'une suspension de particules	55
5°) Décompte statistique des particules obtenues	58

CHAPITRE V

RESULTATS EXPERIMENTAUX. CAS DE PARTICULES SPHERIQUES

1°) Matériel utilisé	62
2°) Collecteur de poussières	69
3°) Résultats expérimentaux	69
a) Injection en dehors de la « zone couronne »	70
b) Injection dans la « zone couronne »	74

CHAPITRE VI

RESULTATS EXPERIMENTAUX CONCERNANT LES PARTICULES DE FORME ELLIPSOIDALE ET CYLINDRIQUE

A) Matériel et méthode	83
1°) Micro-organismes utilisés	83

2°) Génération d'aérosols	85
3°) Collecteur de micro-organismes	89
B) Résultats expérimentaux	90
a) Injection en dehors de la zone d'effet « couronne	90
b) Injection dans la zone d'effet « couronne »	94
c) Influence de l'ozone et des inons	95
Résumé et conclusion	100
Bibliographie	102
Table des Matières	105

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

APPLICATION DE LA TRANSFORMATION CONFORME AUX ECOULEMENTS PLANS

Vu :

Les Membres du Jury,

MM. G. MALECOT
Ch. EYRAUD
G. MESNARD
L. COLOBERT

Vu et approuvé :

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
J. BRACONNIER

Vu et accordé le permis d'imprimer :
Lyon, le 6 juin 1964

Le Recteur,
Président du Conseil de l'Université,
P. LOUIS

